PAA
Journal

PAA

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME X. — ANNÉE 1901.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

1901

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

DESCRIPTION D'UN APPAREIL SERVANT A LA DÉTERMINATION DES CHALEURS SPÉCIFIQUES DES SUBSTANCES SOLIDES ET LIQUIDES;

Par M. W. LOUGUININE.

L'appareil dont l'étude fait le sujet de cette note a été décrit sous sa forme primitive dans les *Annales de Chimie et de Physique* (5e série, vol. XXVII, p. 398) sous le titre de « Nouvelle étuve pour le calorimètre à glace ».

Étant destiné à un but spécial, cet appareil présentait certains inconvénients inhérents aux conditions auxquelles il devait satisfaire.

Le principal consistait dans la grande longueur du tube ou col (50 centimètres à peu près) que la vapeur formée dans la chaudière traversait pour arriver jusqu'à l'étuve dans laquelle la substance étudiée était échauffée. J'avais été obligé d'allonger ce col pour pouvoir amener l'étuve au-dessus du calorimètre à glace, qui, comme on le sait, est entouré de plusieurs enceintes remplies de glace. Le chariot portant la chaudière étant arrêté par l'enceinte extérieure à une certaine distance du calorimètre, le col allongé devenait indispensable pour que l'étuve pût arriver directement au-dessus du tube central du calorimètre à glace, dans lequel la substance échauffée devait tomber.

Tant qu'il s'agissait de chauffer les substances à des températures ne dépassant pas 150°, la disposition adoptée ne présentait pas d'inconvénient sensible; mais il en était autrement pour les températures plus élevées; dans ce cas, la vapeur produite dans la chaudière se condensait en partie avant d'arriver jusqu'à l'étuve, et je ne parvenais plus à échauffer les substances jusqu'aux températures voulues.

La nécessité dans laquelle je me suis trouvé dans le courant de

recherches que j'ai entreprises sur les chaleurs latentes de vaporisation de divers liquides organiques d'en déterminer les chaleurs spécifiques et de les échauffer jusqu'à des températures assez élevées dépassant quelquefois 200°, m'a amené à transformer l'appareil primitif.

L'appareil ne devant servir qu'à des déterminations de chaleurs spécifiques par la méthode des mélanges, le col allongé devenait inutile, et il m'a été facile de faire disparaître le principal inconvénient que mon appareil présentait, en raccourcissant notablement ce col et en rapprochant l'étuve de la chaudière.

Les appareils que j'ai établis diffèrent de ceux de Régnault et de Neumann par la disposition suivante :

Dans les appareils de mes illustres prédécesseurs, c'est l'étuve qui est immobile et le calorimètre qui, lors de l'expérience, est amené vers elle.

J'ai préféré adopter la disposition contraire et rendre le calorimètre fixe et l'étuve mobile, pouvant être rapprochée du calorimètre et éloignée après que la substance y est tombée.

Cette disposition présente, à mon avis, de grands avantages, en simplifiant considérablement les manipulations. En effet, dans les anciens appareils, il fallait, lors d'une détermination de chaleur spécifique, exécuter les opérations suivantes :

1° Détacher l'agitateur qui brasse l'eau du calorimètre, du moteur qui le met en mouvement ;

2° Amener le calorimètre jusqu'au-dessous de l'étuve ;

3° Y faire tomber la substance chauffée dans cette étuve ;

4° Ramener le calorimètre dans sa position primitive ;

5° Réunir de nouveau l'agitateur au moteur.

Quand on se rappelle que, pour exécuter toutes ces opérations, l'expérimentateur ne disposait que de l'intervalle de temps entre deux lectures du thermomètre plongeant dans le calorimètre, c'est-à-dire d'à peu près trente secondes, qu'il devait éviter une marche trop rapide du calorimètre de crainte de perdre du liquide qu'il contenait, on se rend compte des difficultés que présentait l'ancienne manière d'opérer.

Pour y obvier, Bunsen avait établi, pour son calorimètre à glace, une petite étuve transportable à la main, qui présentait, du reste, des défauts de construction très sérieux et ne donnait pas de garantie complète, que la substance étudiée qui s'y était échauffée conservait

encore, au moment de sa pénétration dans le calorimètre, la tempé-

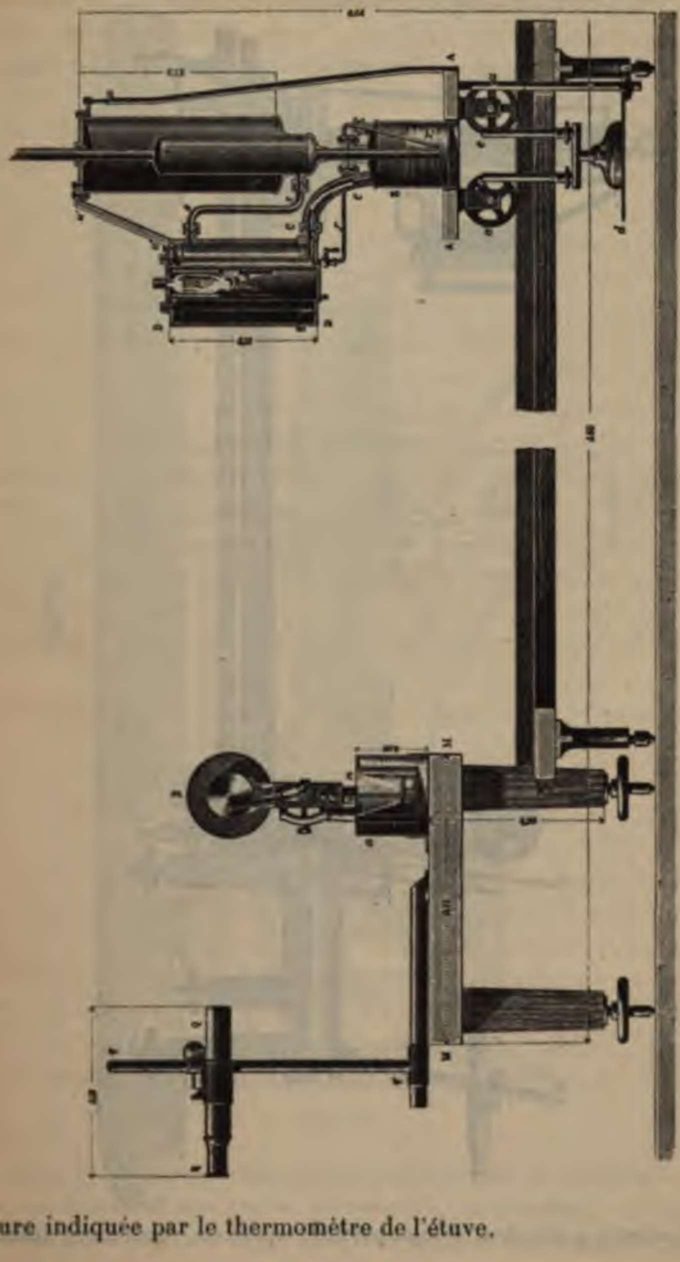


Fig. 1.

rature indiquée par le thermomètre de l'étuve.

C'est en désirant perfectionner la méthode d'opérer de Bunsen que

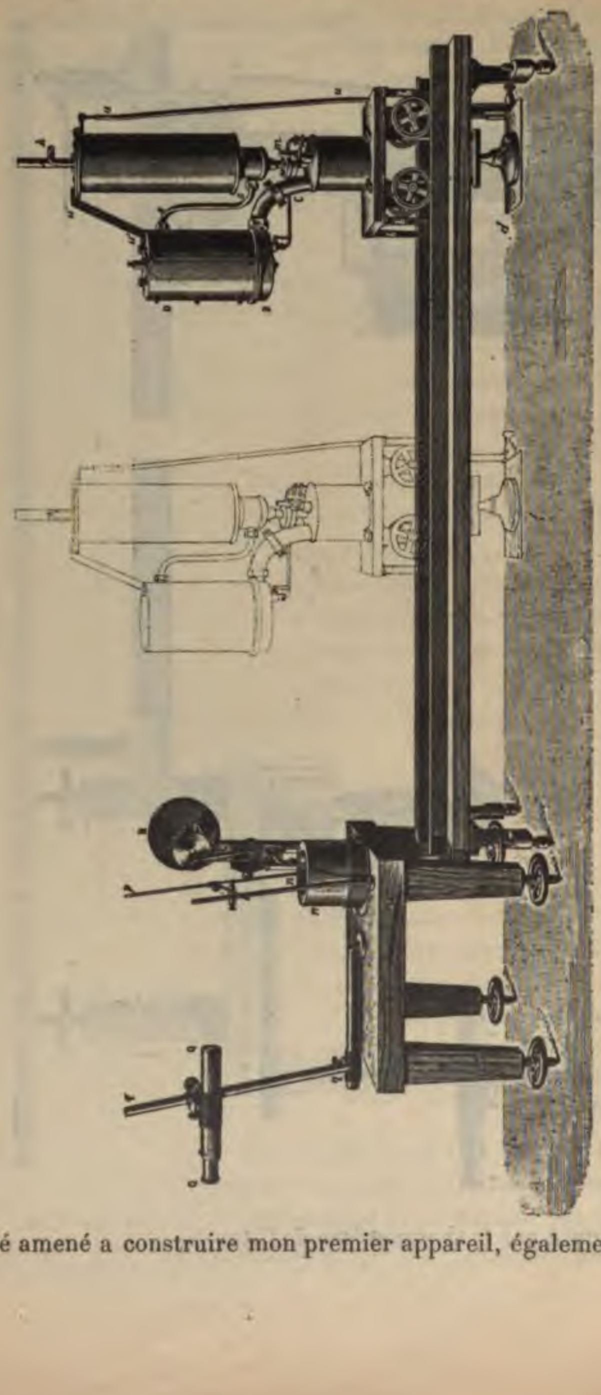


FIG. 2.

ai été amené a construire mon premier appareil, également destiné

au calorimètre à glace, et à lui donner plus tard sa forme définitive sous laquelle je l'emploie actuellement et dont la description fait le sujet de cette note.

L'appareil consiste, comme l'indiquent les *fig.* 1 et 2, en un chariot pouvant se mouvoir sur une paire de rails en acier ou en laiton, dont la longueur est d'à peu près $1^m,16$ et un calorimètre immobile fixé sur un banc auquel les rails sont accrochés.

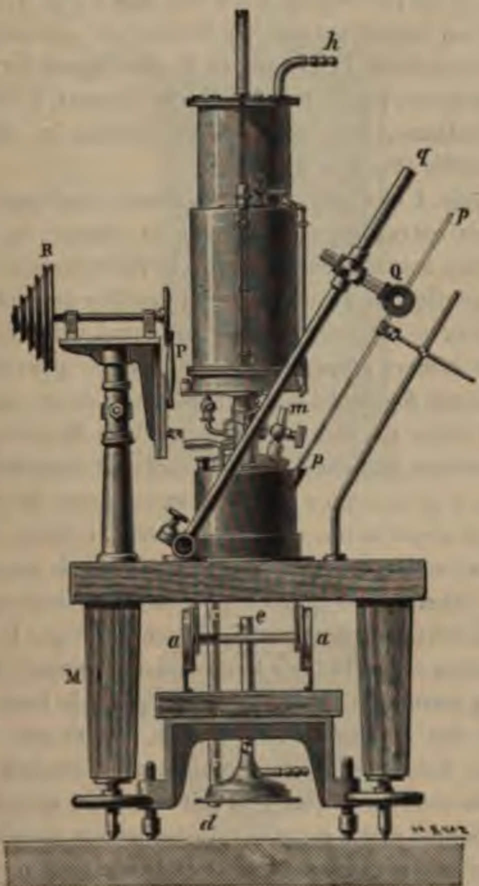


FIG. 3.

La *fig.* 1, qui représente une coupe longitudinale de l'appareil et la *fig.* 2, qui en donne une vue en perspective, permettent de se rendre compte de la disposition de ses diverses parties. La chaudière et les

pièces qui s'y rattachent sont fixées sur le chariot A muni de quatre roues *a* au moyen desquelles il peut se mouvoir le long des rails, quatre tiges terminées par de petites roulettes *b*, *b*, qui glissent dans des rainures latérales disposées le long des rails, contribuent à la stabilité du chariot, lors de sa marche (*fig.* 2). Les deux essieux du chariot A supportent un plateau muni d'une ouverture circulaire au-dessus de laquelle est placée la petite chaudière B [1]. A la surface inférieure de ce plateau est fixée une tige *c* (*fig.* 1, 2, 3), portant un support *d* sur lequel est posé le brûleur *ee* qui sert à échauffer le liquide contenu dans la chaudière B. La vapeur formée dans la chaudière est amenée par le canal C, large et court, à l'étuve D, dans laquelle la substance, dont on veut déterminer la chaleur spécifique, est échauffée (*fig.* 1 et 2).

Cette étuve (*fig.* 1 et 4) est composée d'une enveloppe cylindrique à double parois entre lesquelles circule la vapeur; la chemise de vapeur extérieure sert à garantir contre le refroidissement la vapeur qui occupe la portion de l'étuve plus rapprochée du centre; la partie centrale de l'étuve est occupée par un canal cylindrique E (*fig.* 1 et 4) dont les orifices supérieurs et inférieurs peuvent être fermés. Le couvercle fermant l'orifice supérieure de ce canal est fixée au corps de l'étuve par deux vis, une rondelle de carton d'amiante rend cette fermeture étanche. A ce couvercle est rattachée, au moyen d'une tigelle *s*, le récipient *oo* (*fig.* 1 et 4), composé de deux moitiés en contact l'une avec l'autre, mais qui peuvent, comme on le voit sur les figures, être séparées; c'est dans l'intérieur de ce récipient que l'on place la substance dont on détermine la chaleur spécifique; la séparation des deux moitiés du récipient en provoque la chute.

Cette séparation se produit par le mécanisme suivant: En appuyant sur le bouton *g* terminant la tige *f*, on fait peser le bout inférieur de cette tige sur des leviers croisés (*fig.* 4), au moyen desquels la séparation des deux moitiés du récipient *oo* se produit; un ressort en spirale *p*, qui entoure la tige *f*, la fait remonter quand on cesse de presser sur le bouton *g*, à la suite de quoi les leviers croisés reprennent leur position primitive et les deux moitiés du récipient *o* se rejoignent.

L'orifice inférieur du canal E est fermé à frottement par une

(1) — Le nombre très grand des diverses parties de l'appareil que j'avais à marquer par des lettres m'a obligé quelquefois à des répétitions; c'est pourquoi, dans la description qui suit, j'indique chaque fois le numéro de la figure auquel les lettres se rapportent.

plaque h (*fig.* 4) qui, au moment de la chute du corps, laisse cet orifice libre ; cette ouverture se fait à un moment absolument précis ; on y arrive par le mécanisme suivant :

En pressant sur le bouton g et en abaissant la tige f, on fait également descendre la pièce horizontale k fixée sur cette tige à l'aide

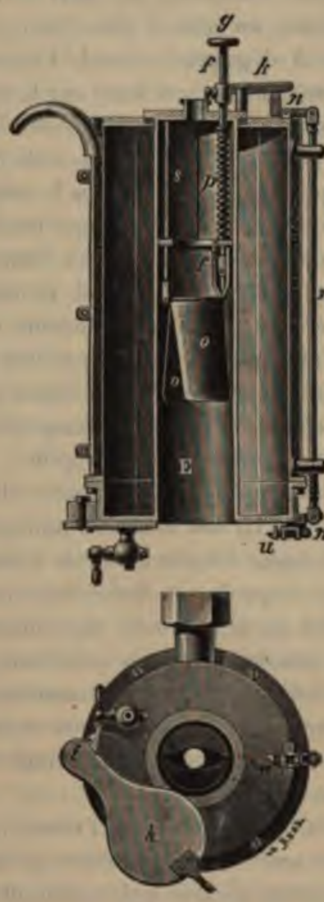


Fig. 4.

d'une petite vis ; cette pièce k est guidée dans sa marche par une fente disposée dans une petite colonne également établie sur le couvercle supérieur du canal E ; la pièce k, en descendant, agit sur l'un des bouts du levier coudé n, à la suite de quoi l'autre bout se relève

et fait remonter la tige *r* disposée parallèlement à la surface extérieure de l'étuve (*fig.* 4).

La tige *r* se trouvant ainsi remontée, son bout inférieur, relié à un levier également coudé *m*, fait mouvoir ce dernier et, par son intermédiaire, ramène en arrière la gâchette *u*, qui retient en place la plaque *h* qui ferme l'orifice inférieur du canal E. La gâchette *u* étant ainsi ramenée en arrière, un ressort placé en *i* (*fig.* 4) repousse la plaque *h* de manière à dégager le canal. La pièce horizontale *k*, qui fait agir ce petit mécanisme, est fixée sur la tige *f* à une hauteur telle que le dégagement de la plaque inférieure *h* se produit immédiatement après la séparation des deux moitiés du récipient *oo* contenant la substance qui, dans sa chute, ne heurte pas cette plaque, l'ouverture du canal ayant précédé d'une fraction de seconde la séparation des deux moitiés du récipient *oo*. Dans ces conditions, la chute de la substance est automatique et le temps pendant lequel elle reste exposée à l'air ambiant tellement court que je crois pouvoir admettre qu'au moment où elle pénètre dans l'eau du calorimètre sa température est encore celle indiquée par le thermomètre placé dans l'étuve, qu'elle n'a pas eu le temps de se refroidir d'une manière appréciable pendant sa chute si rapide.

Le thermomètre indiquant la température du corps étudié est placé dans le canal E (*fig.* 1), son réservoir plonge dans une ampoule en verre *p* (*fig.* 1) remplie d'huile minérale à température d'ébullition très élevée. Cette ampoule est fixée dans un anneau métallique au-dessus du récipient *oo* et se trouve en contact immédiat avec la substance qui y est placée ; dans ces conditions, on peut admettre que la température indiquée par ce thermomètre et celle du corps échauffé sont identiques, surtout quand cette température est restée constante durant un certain temps, par exemple trente ou quarante minutes ou même une heure.

Le tube *c* amenant la vapeur, ainsi que l'étuve, sont garantis contre le refroidissement par une couche de feutre, et celle-ci est entourée d'une enveloppe de laiton nickelé qui maintient le feutre en place. Une partie de la vapeur qui pénètre dans l'étuve se condense, surtout au commencement de l'échauffement, et est ramenée à l'état liquide dans la chaudière par le petit tube *rr* (*fig.* 1).

La circulation de la vapeur se fait de la manière suivante :

Au sortir de l'étuve, elle est amenée par le tube *ss* dans le réfrigérant *tt* (*fig.* 1), dans lequel elle se condense et retombe au fond de la

chaudière B. L'eau qui entoure le réfrigérant est constamment renouvelée, l'eau froide arrivant par le tube *h* (*fig.* 3), qui pénètre jusqu'au fond du réfrigérant et l'eau réchauffée ressortant par un tube non indiqué sur la figure, car il se trouve dans un plan disposé à angle droit avec le plan du tube *h* (*fig.* 3); ces deux tubes, ainsi que le brûleur *ee* (*fig.* 1, 2, 3), sont réunis à des tubes de caoutchouc d'une longueur telle que le chariot, portant la chaudière et l'étuve, peut se mouvoir librement le long des rails, sur une longueur d'à peu près 1 mètre, être amené vers le calorimètre et ramené en arrière, sans que, durant ces mouvements, la circulation de l'eau et du gaz soit interrompue.

Pour terminer cette description, nous devons citer encore les tiges *u* qui relient le réfrigérant à la plate-forme du chariot et la tige *u'*, l'étuve au réfrigérant (*fig.* 1); ces deux tiges servent à donner de la rigidité à tout le système. Pour augmenter la stabilité de l'appareil, on pose, sur la partie antérieure de la plate-forme du chariot, un poids de 5 kilogrammes destiné à contre-balancer la pression que l'on produit sur le bouton *g* de la tige *f* de l'étuve pour séparer les deux moitiés du récipient *oo*. Un tube avec robinet *m* (*fig.* 2 et 3), fixé sur la chaudière B, sert à la remplir et à la vider.

La seconde partie de l'appareil se compose du calorimètre *n* fixé sur le banc M (*fig.* 1, 2 et 3), auquel les rails sont réunis comme on le voit sur la *fig.* 1. Le calorimètre *n* est fixé à frottement dans un anneau en laiton vissé sur le banc.

Le calorimètre proprement dit est placé au milieu d'une enceinte d'eau destinée à le protéger contre les influences accidentelles; il en est séparé par une couche d'air (*fig.* 1); dans l'appareil dont je me sers, le calorimètre a une capacité d'à peu près 175 centimètres cubes; l'eau qu'il contient est brassée par un agitateur vertical composé de deux plaques superposées réunies par des tigelles; cet agitateur est mis en mouvement à l'aide d'une bielle P (*fig.* 1, 2, 3) par un excentrique (*fig.* 1) qu'actionne un petit moteur électrique agissant à l'aide d'un cordon de cuir et du système R de rondelles en buis de diamètres différents (*fig.* 3). J'ai disposé dans ce calorimètre une cage en fil métallique (du même métal que le calorimètre, c'est-à-dire en fil de laiton ou d'argent) formant une corbeille conique, rétrécie par en bas et reliée par en haut à un anneau du même métal maintenu à frottement dans le calorimètre (*fig.* 1). Grâce à cette disposition, l'objet qui y pénètre (dans mes expé-

riences c'était généralement une ampoule ovoïde en verre ou en platine) se trouve maintenu au milieu du calorimètre et ne gêne pas le mouvement régulier de l'agitateur.

Étant donné que, dans mes expériences, la chute du corps étudié, chauffée dans l'étuve, était automatique, il fallait autant que possible en diminuer la hauteur afin d'éviter le jaillissement de l'eau du calorimètre au moment où la substance y pénétrait. Pour y arriver, j'ai dû renoncer à placer le thermomètre, indiquant la température de l'eau du calorimètre, verticalement, et l'ai disposé en position inclinée *pp* (*fig.* 2 et 3) ; et, pour pouvoir faire dans ces conditions la lecture de ce thermomètre, j'ai dû établir la tige portant la lunette *q* (*fig.* 1, 2, 3) également dans une position inclinée (*fig.* 3) parallèlement au thermomètre.

La manière d'opérer avec l'appareil dont je viens de donner la description diffère de la méthode ordinaire en ce que le mouvement de l'étuve remplace celui du calorimètre.

On commence par verser dans la chaudière B à peu près 200 centimètres cubes du liquide dont la vapeur doit servir à chauffer la substance étudiée, et on allume le brûleur placé sous la chaudière; ce brûleur, suivant la température d'ébullition du liquide remplissant la chaudière, est simple, double ou triple. Après une heure de chauffe, les indications du thermomètre de l'étuve sont généralement devenues absolument constantes ; on continue à chauffer durant encore trente minutes ou même une heure, suivant le caractère de la substance étudiée. On verse dans le calorimètre un poids déterminé d'eau (on pèse le ballon contenant l'eau destinée au calorimètre, et on le repèse après l'avoir vidé) ; on met en mouvement l'agitateur qui brasse cette eau, et on commence à observer la marche du thermomètre incliné ; immédiatement après la dixième lecture, on avance le chariot portant l'étuve et on l'amène, le long des rails, dans une position déterminée à l'avance.

En pesant sur le bouton *g* (*fig.* 4), on produit la chute du corps étudié, dans le calorimètre, après quoi le chariot est ramené en arrière d'à peu près 1 mètre. Durant toutes ces opérations ,la circulation de l'eau du réfrigérant et du gaz amené au brûleur chauffant la chaudière B n'a pas été interrompue.

Au onzième intervalle de temps, on observe de nouveau le thermomètre et on continue les lectures toutes les trente secondes ; le thermomètre monte d'abord très rapidement, s'arrête ensuite et

commence à tomber d'une manière irrégulière; puis sa marche se régularise; il perd dans le même intervalle de temps la même quantité de chaleur.

A partir du moment où cette régularité s'est établie, on fait encore dix lectures du thermomètre, après quoi l'expérience est terminée.

Je me suis servi avec cet appareil de deux types différents de thermomètre.

Pour éviter la correction se rapportant à la colonne émergente, j'emploie dans l'étuve des thermomètres raccourcis ne portant que 20° divisés chacun en 1/5; ces thermomètres portent quelques divisions vers le point zéro (1° 1/2 au dessus et autant au dessous), puis une ampoule et au dessus des divisions correspondant à 20°.

J'ai fait établir par Baudin une série de thermomètres de ce type. Ces thermomètres portaient les échelles de température suivantes :

60°- 80°
80 -100
100 -120
120 -140
140 -160
160 -180
180 -200
200 -220

La série de thermomètres dont je me sers a été vérifiée de 5 en 5° à la Reichsanstalt de Charlottenbourg, près Berlin, qui m'en a fourni les corrections par rapport au thermomètre à air, à 1/10 de degré près.

Les lectures du thermomètre de l'étuve se faisaient au viseur, un peu avant le commencement des observations de la période initiale, et immédiatement avant la dernière lecture de cette période; ces deux lectures concordaient toujours.

La température du calorimètre était mesurée par un thermomètre du type généralement employé actuellement dans les recherches de calorimétrie et de thermo-chimie; seulement, vu les dimensions restreintes du calorimètre, le réservoir était plus petit et contenait de 15 à 16 grammes de mercure; les degrés portaient 50 divisions, dont on déterminait, dans les observations faites à l'aide de la lunette inclinée, le 1/10, donc le 1/500 de degré.

Avant chaque série d'expériences, je déterminais dans la glace fon-

dante la position du point 0 du thermomètre de l'étuve et de celui du calorimètre.

La dernière série d'expériences, que j'ai exécutées avec l'appareil qui vient d'être décrit, se rapportait à des liquides dont les chaleurs spécifiques devaient être déterminées entre des températures voisines de leur température d'ébullition et la température ambiante, c'est-à-dire à peu près 20°. Pour exécuter ces expériences, la substance a été échauffée dans des vapeurs de liquides très différents et même de mélange de liquides, quand je ne disposais pas de substances pouvant donner les températures voulues ; dans l'un et l'autre cas, j'arrivais à obtenir dans l'étuve des températures absolument stables.

Je me suis souvent servi, comme liquide de chauffe, de portions de la substance à étudier, qui avaient été rejetées lors de la purification par distillation fractionnée des substances dont j'avais à faire l'étude.

Je me suis ainsi servi, comme liquide de chauffe des alcools, des acétones gras et des éthers de l'acide carbonique dont j'ai déterminé les chaleurs spécifiques. Toutes ces substances m'ont donné de très bons résultats.

D'un autre côté, dans les recherches que j'ai faites dernièrement sur l'aniline, la méthyle et diméthyl-aniline, ainsi que sur la toluidine et la dimétyltoluidine j'ai dû employer, comme liquide de chauffe, le benzoate de méthyle ou bien un mélange en proportions diverses de benzoate de méthyle et de cumène. Dans ces cas, les portions moins pures des substances elles-mêmes ne pouvaient être employées comme liquide de chauffe, car elles se décomposent quand on les fait bouillir dans une chaudière de cuivre ou de laiton.

Les liquides dont je déterminais les chaleurs spécifiques étaient enfermés dans des ampoules de platine, de forme ovoïde, munies, à un de leurs bouts, d'un petit tube également en platine; l'ampoule ayant été remplie de liquide, le bout de ce tube était soudé à l'or et contourné en spirale; sa longueur primitive était de 10 à 12 centimètres; la hauteur de la spirale aplatie, formée par ce tube, n'allongeait l'ampoule que de 12 à 15 millimètres. Chaque fois que j'avais à me servir de l'ampoule je commençais par la laver une dizaine de fois avec de l'alcool absolu, ce que je faisais en chauffant l'ampoule vide et plongeant le bout du tube dans un vase contenant de l'alcool; on vidait l'ampoule, en la chauffant; le jet d'alcool qui en sortait

s'enflammait généralement. Après ces lavages répétés, on chauffait l'ampoule au rouge et on la faisait refroidir dans un exsicateur.

Pour déterminer exactement le poids de l'ampoule et du liquide qu'elle contenait, je procédais de la manière suivante :

Je commençais par peser l'ampoule vide, puis après l'avoir chauffée, je plongeais le bout du tube de platine dans le liquide pris à volume moindre que celui de l'intérieur de l'ampoule, par le refroidissement de l'ampoule, le liquide y pénétrait (j'employais généralement de 4 à 5 grammes de substance), la petite quantité de liquide qui restait dans le tube de platine en était chassée en le chauffant, après quoi l'ampoule, soigneusement essuyée, était repesée; la différence des deux pesées donnait le poids du liquide introduit dans l'ampoule. Cette détermination faite, je scellais le bout du tube de platine en y introduisant un petit cône d'or pur que je fondais à l'aide d'une flamme très fine du chalumeau de la lampe à émailleur; pendant cette opération, l'ampoule était plongée dans un vase et entourée de neige ou d'eau très froide; la soudure se faisait du reste si rapidement que l'ampoule n'avait pas le temps de se réchauffer et qu'aucune perte de substance ne se produisait pendant cette opération, ce dont je me suis assuré à plusieurs reprises par des expériences spéciales. La soudure faite, on repesait l'ampoule; on déduisait du poids obtenu celui du liquide qu'elle contenait et on trouvait ainsi le poids du platine formant l'ampoule et le tube ainsi que de la petite quantité d'or ayant servi à la soudure. Cette dernière ne dépassait guère 2 ou 3 centigrammes.

Pour m'assurer qu'il ne se produisait pas de perte de substance, lors de la soudure du tube, j'ai fait quelquefois les expériences de contrôle suivantes :

Après avoir pesé l'ampoule pleine de substance et soudée, je coupais avec une pince le bout du tube de platine, je vidais l'ampoule, je la lavais à l'alcool, puis après l'avoir soigneusement séchée, je la repesais en y joignant le bout du tube coupé à la pince; la différence entre le poids de l'ampoule soudée, contenant la substance, et l'ampoule vidée me donnait le poids du liquide qui y avait été renfermé; ce poids a toujours été identique (à quelques décimilligrammes près) à celui obtenu par la comparaison du poids de l'ampoule non fermée, vide et remplie de liquide. Le contrôle qui vient d'être indiqué a été exécuté à plusieurs reprises, l'ampoule étant remplie de substances plus ou moins volatiles, et le résultat a toujours été le

même; je n'ai jamais observé qu'il se produisît une perte appréciable de liquide, lors de la soudure du bout du tube de l'ampoule.

L'expérience terminée, je repesais l'ampoule pour m'assurer qu'il n'y avait pas eu perte de substance durant la chauffe dans l'étuve, ce qui, du reste, ne s'est presque jamais produit.

Quand j'avais à déterminer la chaleur spécifique de substances solides, je leur donnais, autant que possible, une forme ovoïde; si j'avais à opérer sur une poudre, je l'introduisais dans une ampoule également ovoïde en métal, dont le poids et la chaleur spécifique étaient connus. En employant des ampoules ovoïdes, il ne se produisait presque jamais de projection d'eau, lors de la chute du corps dans le calorimètre.

La précision obtenue avec mon appareil et la méthode qui vient d'être indiquée est très satisfaisante, surtout lorsque la température de chauffe dépasse 100°, c'est-à-dire que la différence entre la température de l'étuve et du calorimètre n'est pas inférieure à 80°. Néanmoins, je suis arrivé à des résultats satisfaisants, même avec un intervalle de température moindre. Je suis ainsi parvenu à déterminer les chaleurs spécifiques de liquides à des températures de chauffe ne dépassant pas 60°, celle du calorimètre se maintenant vers 20°. D'un autre côté, j'ai pu opérer en maintenant l'étuve à des températures voisines de 200°.

Quelques nombres tirés d'un mémoire que j'ai publié dans les *Archives des sciences physiques et naturelles de Genève* (janvier 1900), sous le titre « Étude des chaleurs latentes de vaporisation de quelques nitriles et autres substances de la chimie organique », peuvent donner la mesure de la précision que j'ai atteinte dans la détermination des chaleurs spécifiques en me servant de l'appareil qui vient d'être décrit.

I. — Chaleur spécifique de l'*acétonitrile* prise entre 76°,40 et 20°,7.

L'étuve a été chauffée par de la vapeur d'alcool *éthylique*. J'ai obtenu :

(1)	0,5421	
(2)	0,5412	Moyenne = 0,5408.
(3)	0,5399	

L'expérience extrême diffère de cette moyenne de moins de 0°,20.

II. — Chaleur spécifique du *méta-cressol* prise entre 197° et 21°.

L'étuve était chauffée par de la vapeur de *benzoate* de *méthyle*. J'ai

trouvé :

(1)	0,5538	Moyenne = 0,5534.
(2)	0,5541	
(3)	0,5523	

L'expérience extrême en diffère de moins de 0°,20.

Pour démontrer que la manière de laver et dessécher l'ampoule contenant la substance et de souder le bout du tube de platine n'influe pas d'une manière appréciable sur les résultats obtenus, je citerai deux séries d'expériences faites sur la diméthylaniline, dont j'ai déterminé la chaleur spécifique entre 187° à peu près et 21°, en me servant du même échantillon de substance, mais en l'enfermant dans deux ampoules différentes.

La première série m'a donné les nombres suivants :

(1)	0,4803	Moyenne = 0,4795.
(2)	0,4790	
(3)	0,4791	

L'expérience extrême en diffère de 0°,17.

J'ai obtenu dans deux autres expériences les nombres suivants :

(1)	0,4776	Moyenne = 0,4789.
(2)	0,4802	

L'expérience extrême en diffère de 0°,27.

Comme on le voit, les résultats que j'ai obtenus en me servant de ces deux ampoules remplies de la même substance ne diffèrent que fort peu.

On voit par les nombres que je viens de citer que la précision obtenue à l'aide de l'appareil qui vient d'être décrit est très satisfaisante.

Je crois, en me basant sur ces expériences, que l'appareil, sous la forme que je lui ai donnée en dernier lieu, peut rendre des services dans la détermination des chaleurs spécifiques de substances liquides et cela entre des limites de températures assez étendues. Il peut également servir pour les corps solides, à condition de leur donner une forme ovoïde ou bien, si ce sont des corps pulvérulents, de les introduire dans des ampoules métalliques à parois peu épaisses de poids et de chaleurs spécifiques connus.

COMPARAISON DU THERMOMÈTRE A RÉSISTANCE DE PLATINE AVEC LE THERMOMÈTRE A GAZ ET DÉTERMINATION DU POINT D'ÉBULLITION DU SOUFRE (1);

Par MM. PIERRE CHAPPUIS et J.-A. HARKER.

Les expériences dont je me propose de résumer les résultats ont été entreprises au Bureau international des Poids et Mesures, à l'instigation du Comité de l'Observatoire de Kew, qui coopéra à ces études, en fournissant les appareils destinés aux mesures des températures par le thermomètre à résistance électrique de platine, et en déléguant, pour effectuer ces déterminations, un des membres de son personnel scientifique, M. le Dr Harker. Je fus chargé, par le Comité international des Poids et Mesures, de la partie de ce travail relative à la mesure des températures par le thermomètre à gaz.

Avant de parler des comparaisons, je décrirai rapidement le thermomètre de platine, la disposition des appareils de mesure et la méthode appliquée pour l'emploi du thermomètre électrique. La description du thermomètre à gaz et le résumé des résultats de cette étude formeront la deuxième partie de cette communication.

Thermomètre de platine. — C'est principalement aux recherches de MM. Callendar et Griffiths que l'on doit l'introduction du thermomètre de platine dans les laboratoires. Sous la forme très pratique que lui ont donnée ces physiciens, cet instrument est constitué par un fil fin de platine très pur, enroulé sur un support de mica. Ce support est formé de deux lames minces entrecroisées, qui présentent, sur leurs bords, une dentelure régulière.

Les spires du fil s'engagent dans les creux de cette dentelure et s'y trouvent maintenues, à des intervalles réguliers, parfaitement isolées.

Les extrémités du fil fin, qui constitue le thermomètre proprement diamètre, reliés eux-mêmes, en P_1P_2 (*fig.* 1), par des conducteurs dit, sont fixées par soudure autogène à deux fils d'un plus fort

(1) Cette notice est le résumé d'un mémoire publié à la fois dans les *Phil. Trans.* 5e série, vol. 195, p. 37 à 134, et dans les *Trav. et Mém. du Bureau international des Poids et Mesures*, t. XII, 1900, par MM. P. CHAPPUIS et J.-A. HARKER.

souples à l'une des branches d'un pont de Wheatstone représenté dans le diagramme ci-contre.

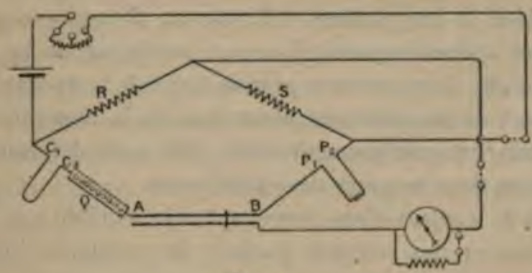


Fig. 1.

Dans la branche opposée du pont, on peut intercaler à volonté une série de bobines R de résistances exactement connues, qui servent à mesurer la résistance variable du thermomètre. Ainsi disposé, le thermomètre serait encore affecté d'un défaut évident. Les gros fils de platine et les conducteurs qui les relient au pont subissent des variations de température difficiles à évaluer, qui modifient leur résistance et dont les effets viennent s'ajouter aux variations du fil thermométrique. M. Callendar obtient une compensation parfaite de ces effets, en disposant en C_1C_2, dans la branche du pont opposée au thermomètre, un deuxième circuit composé de fils de même nature, de même longueur et de même résistance que ceux qui aboutissent aux extrémités du fil thermométrique.

Le thermomètre comprend donc, outre le fil thermométrique et les conducteurs de platine déjà décrits, un deuxième circuit en fil de platine de même résistance, formant une simple boucle, et dont les extrémités sont reliées par des conducteurs souples de cuivre aux deux bornes C_1, C_2, du pont. Les câbles souples des deux circuits sont tressés ensemble afin d'assurer l'égalité des conditions de température. On peut donner à ces câbles, sans inconvénients, une longueur suffisante pour permettre le transport du thermomètre dans différentes parties de la salle, ou même dans des salles voisines.

Le thermomètre est protégé par une gaine de verre mince ou de porcelaine contre le contact des liquides ou des gaz, des bains ou étuves, qui servent aux expériences.

Je ne puis qu'indiquer rapidement les précautions prises pour assurer à la mesure des résistances toute la précision désirable. La

boîte de résistances avait été construite par MM. Crompton et Cie, d'après les dessins de M. Harker. Les résistances étaient constituées par des fils de manganine enroulés sur des tubes de verre, soigneusement isolées et suspendues à l'intérieur d'une cuve massive de cuivre rouge à double paroi. L'espace extérieur de la cuve était rempli d'eau afin d'assurer une grande fixité de température.

La variation de la résistance électrique de la manganine suivant la température est extrêmement faible. Elle a été déterminée à plusieurs reprises dans le cours des expériences.

Des clefs de contact d'une forme spéciale, étudiée par M. Harker en vue d'assurer des contacts parfaits de résistance insignifiante, servent à supprimer les bobines inutiles aux mesures.

Le courant qu'on fait passer dans le fil thermométrique afin de mesurer sa résistance, si faible qu'il soit, produit un échauffement sensible de celui-ci, de sorte que la mesure ne donne pas la température de l'enceinte, mais une température un peu supérieure. D'après nos expériences, l'élévation de température produite dans le fil de notre principal thermomètre par le courant était d'environ 14 millièmes de degré (0,006 degré par milliwatt). Nous nous sommes efforcés de maintenir cet excès constant à toute température, en ramenant toujours le courant de mesure à la même valeur.

Le galvanomètre qui nous a servi dans la plus grande partie des expériences est celui de M. Broca, professeur agrégé à la Faculté de Médecine, présenté ici même et qu'il a très gracieusement mis à notre disposition. Pour soustraire cet appareil très sensible aux trépidations du sol, nous fûmes contraints, après plusieurs essais infructueux, de le suspendre au plafond par quatre longs ressorts à boudin en acier. Un double système de palettes plongeant dans de l'huile lourde de pétrole servait à amortir les vibrations transversales.

L'avantage principal du thermomètre de platine réside dans l'étendue considérable de son échelle, qui embrasse plus de 1.200 degrés. Aux températures très basses, la diminution extrême de la résistance du thermomètre paraît cependant donner lieu à des difficultés. Aux températures supérieures à 100°, le mica qui sert de support perd de l'eau, prend un aspect nacré et devient assez fragile. Cette modification du support cause parfois une légère variation de la résistance initiale, mais ne change pas l'intervalle fondamental lorsque le thermomètre a été convenablement recuit. J'ajouterai que, pour les trois

thermomètres soumis aux expériences, la résistance a varié en moyenne de 1 à 1,386 entre les températures fondamentales 0° et 100°.

Comparaisons des thermomètres de platine avec le thermomètre à gaz. — Les mesures par lesquelles nous avons cherché à déterminer l'échelle des thermomètres de platine se divisent en quatre groupes, imposés en quelque sorte par la disposition des appareils d'échauffement et des instruments de mesure. A chacun de ces groupes d'expériences correspondent des conditions extérieures et une précision particulières.

Ce sont :

1° Comparaisons effectuées dans l'eau, entre 0° et 50°, entre les thermomètres en platine K_8 et K_9, et quatre thermomètres à mercure étalons du Bureau international, comparés eux-mêmes au thermomètre à hydrogène et dont l'échelle est ainsi bien déterminée ;

2° Comparaisons des thermomètres de platine dans un bain d'huile, aux températures comprises entre 100° et 200° avec un thermomètre à azote, sous volume constant, dont la pression initiale était de 793 millimètres de mercure ;

3° Comparaisons des thermomètres K_8 et K_9, entre 250° et 460°, dans un bain constitué par un mélange des nitrates de soude et de potasse, avec un thermomètre à azote, sous volume constant, à réservoir de porcelaine ; la pression initiale du thermomètre à azote était ici de 528,8 millimètres et 1° correspondait à 1,87 millimètre de pression ;

4° Comparaisons du thermomètre K_2, dans le même bain de nitrates, avec le thermomètre à azote, sous volume constant, entre les températures 484° et 586° ; la pression initiale du thermomètre à azote était de 392 millimètres ; 1° correspondait à 1,42 millimètre de pression.

Comme la sensibilité du thermomètre à gaz varie suivant la pression initiale, il est évident que les différentes séries de comparaisons ne peuvent pas comporter la même précision. L'emploi des différentes pressions initiales nous était d'ailleurs imposé par la construction du thermomètre à gaz, qui ne permettait pas de mesurer des pressions supérieures à $1^m,400$.

Description du thermomètre à gaz. — Le thermomètre à gaz, que nous avons employé, rappelle, par sa disposition générale, celui qui

a servi antérieurement (1) à l'étude de l'échelle des thermomètres à mercure. Il s'en distingue cependant sous bien des rapports. Le réservoir thermométrique, en verre ou en porcelaine, est vertical ; il communique par un tube capillaire avec la branche fermée du manomètre. Celle-ci est constituée par un tube en cristal travaillé optiquement sur ses faces extérieures et intérieures ; elle est fermée en haut par un bouchon de verre ou d'acier, percé en son centre d'un petit trou dans lequel s'engage le tube capillaire.

Le bouchon se termine par un plan horizontal ; une petite pointe, fixée au milieu, sert à l'affleurement du mercure, de manière à ne laisser qu'un très petit *espace nuisible*.

La branche fermée peut être mise, par sa partie inférieure, en communication directe avec la cuvette d'un baromètre, et l'appareil est disposé de façon à fournir, directement et par une seule lecture, la pression totale du gaz renfermé dans le réservoir thermométrique. Comme cette pression varie dans des limites étendues, il est nécessaire de fixer le baromètre sur une coulisse le long de laquelle on puisse le déplacer verticalement. La pièce qui porte le baromètre sert également de support à une règle dont le trait 0 est à une distance verticale déterminée de la pointe en verre noir, soudée dans la chambre barométrique, à laquelle on fait toujours affleurer le mercure. La règle, qui se déplace ainsi en même temps que le baromètre, est guidée à sa partie inférieure à la hauteur de la branche fermée par une réglette, contre laquelle elle est légèrement appuyée par des ressorts. Cette réglette n'est autre chose qu'un vernier, solidaire de la branche fermée et dont le zéro est à une distance connue de la pointe d'affleurement. La lecture du vernier, corrigée des erreurs de départ, donne ainsi immédiatement la différence de niveau des pointes du manomètre et du baromètre, et par là celle des surfaces de mercure, lorsqu'on les a amenées à l'affleurement.

L'appareil manométrique que je viens de décrire permet de mesurer avec précision toutes les pressions comprises entre 300 et 1.400 millimètres de mercure. En remplissant le réservoir thermométrique de manière à rendre la pression initiale égale à 300 millimètres, on pourrait donc observer, avec cet instrument, une température de 1.000°. Il est avantageux, pour la mesure des températures moins élevées, de donner à la pression initiale une valeur supérieure, afin d'augmenter la sensibilité de l'instrument.

(1) *Trav. et Mém. du Bureau int. des P. et M.*, t. VI. 1888.

Choix du gaz. — L'hydrogène ayant été adopté pour la définition de l'échelle normale des températures, nous avions d'abord l'intention d'employer ce gaz pour nos comparaisons ; mais les expériences préliminaires nous ont montré qu'à des températures déjà un peu inférieures à 200°, l'hydrogène paraît avoir une action chimique sur le verre dur. On observe, en effet, une diminution graduelle de la masse du gaz après un échauffement prolongé ; en outre, le coefficient de dilatation, jusque-là très constant, paraît augmenter sensiblement ; ce qui peut s'expliquer par la formation d'eau. Des expériences spéciales, faites sur une petite masse de gaz renfermée dans un tube capillaire scellé, ont confirmé ces conclusions. Comme ces effets perturbateurs devaient augmenter aux températures plus élevées, nous avons renoncé à employer l'hydrogène et l'avons remplacé par l'azote.

L'azote n'a pas absolument la même échelle thermométrique que l'hydrogène ; mais les expériences faites jusqu'ici permettent cependant de conclure que l'écart entre les échelles thermométriques de ces deux gaz est inférieur aux erreurs inévitables des expériences pour les pressions initiales faibles dont il s'agit ici.

Pour obtenir des températures suffisamment constantes et uniformes dans les comparaisons entre 100° et 200°, nous avons employé un appareil d'échauffement d'un réglage très facile, qui a donné de bons résultats. Il consiste en une chaudière de cuivre à double paroi, dans laquelle on fait bouillir des liquides sous différentes pressions.

Le centre de cette chaudière est occupé par un grand bain d'huile dans lequel plongent les thermomètres que l'on veut comparer. On agite le bain au moyen d'un agitateur vertical. La chaudière est en communication, par l'intermédiaire d'un réfrigérant, avec un grand vase métallique dans lequel on peut faire le vide ou comprimer de l'air, et l'y maintenir sous pression constante.

En employant ainsi trois liquides, savoir l'eau, le paraxylène et l'aniline, nous avons pu obtenir toutes les températures comprises entre 100° et 190°, et les maintenir constantes aussi longtemps que l'exigeaient les comparaisons.

Dans les expériences aux températures plus élevées, nous nous sommes servis d'un bain composé d'un mélange des nitrates de soude et de potasse. Ce bain, d'environ 25 litres, était renfermé dans une cuve de fonte chauffée par une double circulation de gaz chauds. Une double hélice, dont le mouvement était entretenu par une petite

dynamo, servait à agiter le bain. Le mode de chauffage par circulation des gaz est très avantageux, lorsqu'on veut opérer à des températures très constantes; mais le réglage demande beaucoup de temps et une surveillance continue.

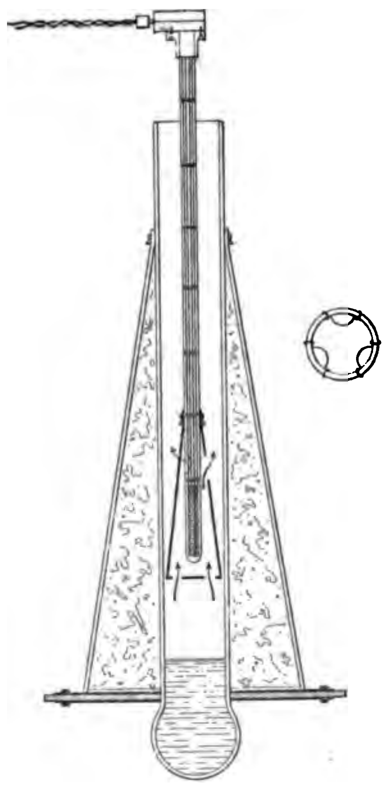


FIG. 2.

Nous avons donné un soin particulier à la détermination de l'échelle du thermomètre de platine, aux températures voisines de 445°, qui correspond au point d'ébullition du soufre. Ce point a une importance particulière, parce qu'il sert à l'étalonnage du thermomètre de platine et qu'il a déjà été déterminé par MM. Callendar et Griffiths. Ces physiciens ont obtenu, pour l'ébullition du soufre à la pression de 760 millimètres, la température 444°,5, tandis que les expériences de Regnault avaient donné 448°,3 environ. La différence très notable

de ces nombres provient sans doute des conditions dans lesquelles le thermomètre employé par Regnault se trouvait placé.

L'ébullition du soufre avait lieu dans un tube en fer forgé dont les parois surchauffées devaient rayonner sur le réservoir thermométrique. Ces effets, déjà constatés par Regnault, ont été évités avec soin par MM. Callendar et Griffiths, qui font bouillir le soufre dans un tube de verre, dit tube de Meyer, de 60 centimètres de longueur environ, dont la partie inférieure élargie est seule exposée au contact de la flamme d'un gros brûleur Bunsen. Le soufre remplit toute cette partie, et s'élève au-dessus d'un fort écran en carton d'amiante, qui entoure toute la partie supérieure du tube jusqu'à quelques centimètres de son orifice supérieur.

Le thermomètre de platine est introduit par le haut dans cet appareil, dont il occupe à peu près le centre. Pour éviter que le soufre condensé qui coule le long de l'enveloppe du thermomètre ne refroidisse celle-ci, on entoure la partie sensible d'une deuxième enveloppe formée par un petit cône en carton d'amiante, percé de part en part de plusieurs trous pour laisser circuler directement les vapeurs.

Lorsqu'on prend ces précautions, l'on obtient une température d'une grande fixité.

En observant ainsi, à plusieurs reprises, le point d'ébullition du soufre avec deux thermomètres de platine, tandis que nous déterminions, d'autre part, l'échelle de cet instrument par des comparaisons directes avec le thermomètre à azote, nous avons obtenu, pour la température d'ébullition du soufre, des valeurs comprises entre 445°,1 et 445°,3. Notre résultat moyen diffère de 0°,7 de celui de MM. Callendar et Griffiths. Nous pensons que cet écart peut être expliqué par différentes causes d'erreurs, qui affectent l'une et l'autre mesure. Je ne mentionnerai ici que celle dont l'influence me paraît prépondérante, savoir : l'incertitude qui affecte les déterminations de la dilatation cubique du réservoir du thermomètre à gaz.

Conclusions. — Les résultats principaux de notre travail peuvent être résumés comme suit :

1° Les différences de marche entre les échelles des thermomètres de platine K_8 et K_9 et l'échelle normale des températures sont représentées assez exactement, entre les limites de température — 23° et + 45°, par la formule de M. Callendar :

$$t - pt = \delta\left(\frac{T^2}{100^2} - \frac{T}{100}\right).$$

La constante δ a, pour les deux thermomètres étudiés, une valeur voisine de 1,54.

Dans l'intervalle [— 23° + 100°], dans lequel la mesure des températures dans l'échelle normale présente la plus grande précision, nous avons constaté, entre les observations et la formule, des écarts systématiques dépassant un centième de degré;

2° Sous la pression normale, la température d'ébullition du soufre, observée dans les conditions définies plus haut, a été trouvée égale à 445°,2; cette température étant mesurée dans l'échelle d'un thermomètre à azote sous volume constant, ayant une pression initiale de 530 millimètres environ.

TRANSFORMATEUR A HAUT VOLTAGE
A SURVOLTEUR CATHODIQUE;

Par M. P. VILLARD.

J'ai décrit, il y a environ un an (¹), une soupape électrique permettant de trier, ou de redresser, les courants alternatifs à haut voltage. A l'occasion de ces expériences, M. Carpentier a eu l'obligeance de construire et de mettre gracieusement à ma disposition un transformateur à l'aide duquel j'ai pu continuer l'étude de cette question.

(¹) *Comptes Rendus*, t. CXXVIII, p. 994; 1899.

Dans une note des *Beiblätter* (t. XXIII, p. 686; 1899) M. E. Wiedemann considère l'appareil en question comme une application des résultats publiés par M. A. Wehnelt (*Wied. Ann.*, t. LXV, p. 510; p. 1898). Cette assertion ne me paraît pas justifiée. La soupape cathodique, représentée à part (*fig.* 1), est un perfectionnement des appareils analogues dont l'idée première remonte à Gaugain et à Riess, et dont Hittorf a fait une étude détaillée dans son premier mémoire sur les rayons cathodiques (*Pogg. Ann.*, t. CXXXVI, p. 1; 1869). Cet auteur a parfaitement reconnu l'influence des dimensions des électrodes sur la résistance d'un tube à gaz raréfié et il a certainement entrevu le rôle des parois. C'est précisément l'étude de ces phénomènes, en particulier de la répulsion exercée par les parois sur ce que j'ai appelé l'afflux cathodique, qui m'a permis de réaliser sans tâtonnements un appareil beaucoup plus dissymétrique que celui de Hittorf, mais fonctionnant de la même manière, et à faire d'un objet de démonstration connu depuis trente ans un appareil de laboratoire.

La grande résistance présentée par la petite électrode quand elle est cathode tient à sa faible dimension et à l'étranglement placé *immédiatement* devant elle pour réduire le débit de l'afflux. Ne fonctionnant que comme anode, cette électrode ne s'échauffe pas. L'électrode en spirale placée loin des parois et présentant un grand développement constitue au contraire une cathode à grand débit, par suite peu résistante, et elle peut évidemment s'échauffer sans inconvénient.

Transformateur. — Le transformateur, à circuit magnétique fermé, consomme 7 à 8 ampères sous 110 volts (42 périodes) et donne entre les bornes secondaires 50.000 volts efficaces. Quand on amène lentement le courant primaire à sa valeur normale, la distance explosive secondaire, mesurée entre des boules de 2 centimètres de diamètre, est de 9 centimètres. Elle peut atteindre accidentellement 20 centimètres, si on établit brusquement le courant primaire[1].

L'étincelle ainsi obtenue est une véritable flamme, de la grosseur du doigt ; entraînée par l'air qu'elle échauffe, elle s'élève au-dessus de l'excitateur en formant un arc sinueux, dont le développement peut s'élever à 30 ou 40 centimètres. Elle est accompagnée d'un ronflement particulier qui tient à la périodicité de la décharge.

L'énergie mise en jeu dans ce phénomène est supérieure à 5 kilowatts, et l'intensité primaire dépasse 60 ampères quand la décharge se produit.

On peut modérer ces effets en intercalant un rhéostat dans le circuit primaire, et on arrive à obtenir une étincelle semblable à celle de la bobine de Ruhmkorff, c'est-à-dire un trait de feu avec ou sans auréole.

Ce transformateur, muni ou non d'un appareil redresseur, pourrait à la rigueur être utilisé tel quel. Toutefois sa puissance en rendrait le maniement dangereux et l'usage assez difficile dans le laboratoire, où la diversité des expériences peut se résumer en disant que la source électrique doit pouvoir être mise en court circuit sans que l'intensité de la décharge prenne une valeur exagérée. D'autre part, le voltage indiqué plus haut serait, dans bien des cas, insuffisant, et, pour l'augmenter il faudrait accroître le poids déjà considérable de l'appareil.

Les dispositifs suivants ont pour but de remédier à ces divers inconvénients.

Dispositif secondaire. — Les extrémités libres SS' du fil secondaire (*fig.* 1 moins la soupape) sont fixées à demeure aux armatures AA' de deux condensateurs en micanite fixés dans la boîte qui renferme le transformateur. Les armatures BB' sont munies de deux bornes bb' auxquelles on attache les rhéophores conduisant par exemple à un excitateur EE'.

---

[1] Il arrive souvent qu'à l'instant du démarrage l'intensité primaire dans un transformateur dépasse momentanément sa valeur normale ; de là un survoltage passager.

Le circuit secondaire est ainsi coupé par les condensateurs, comme dans l'alternateur à haute fréquence de M. Tesla. La quantité d'électricité mise en jeu dans chaque décharge ne peut donc dépasser un maximum défini par la capacité des condensateurs, et fixé d'avance à une valeur compatible avec le bon fonctionnement du transformateur et des appareils récepteurs.

On obtient alors, entre les boules de l'excitateur, un flot d'étincelles brillantes qui ne présentent jamais l'aspect de flamme caractéristique des courants intenses. On peut, sans inconvénient, rapprocher jusqu'au contact les boules EE′, ou les relier par un appareil de résistance minime, et le rapprochement accidentel des rhéophores ne détermine plus une décharge intense, capable de décupler l'intensité du courant primaire. En même temps, tout danger pour l'opérateur a disparu.

On peut à volonté réduire la puissance des décharges et le débit maximum. Il suffit d'ajouter un ou deux petits condensateurs supplémentaires (condensateurs de machine statique, par exemple) en série avec les premiers. On est ainsi absolument maître de la puissance utilisée, et les conditions de chaque expérience sont faciles à définir exactement.

L'expérience a montré que la dépense d'énergie nécessaire pour obtenir des étincelles beaucoup plus fortes que celles d'une bobine de Ruhmkorff, est presque insignifiante. L'intensité primaire reste en effet à peu près la même que pendant la marche à vide. L'énergie consommée par le transformateur est peu supérieure à celle qui correspond à la perte par hystérésis.

Disons, en passant, que le dispositif précédent convient parfaitement pour obtenir l'étincelle condensée, servant, par exemple, à la production des courants à haute fréquence. Il suffit de relier l'excitateur EE′ aux armatures internes d'un couple de bouteilles de Leyde.

Soupape survoltrice. — L'appareil qui vient d'être décrit est l'équivalent d'une machine statique très puissante, mais alternative. Au moyen des soupapes électriques on peut, soit redresser les courants comme je l'ai déjà indiqué, soit éliminer l'une des alternances, ce qui est ici préférable. Pour cela on dispose entre les bornes *bb′* (*fig.* 1) une soupape NP qui n'offre qu'une cohésion diélectrique insignifiante quand l'électrode N est cathode, mais résiste à 60.000 volts pour l'alternance inverse. L'une des alternances passe donc par la soupape et l'autre par

l'excitateur, ou par l'appareil qui le remplace, un tube de Crookes par exemple. La différence de potentiel en EE′ passe ainsi alternativement par une valeur très faible (quelques milliers de volts) et une valeur très élevée, comme avec une bobine de Ruhmkorff. Ce léger inconvénient, d'ailleurs facile à supprimer, est amplement compensé par l'avantage suivant :

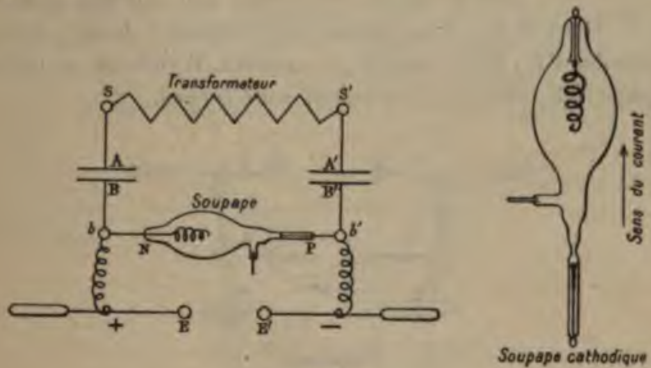


Fig. 1.

Le rôle de la soupape NP ne consiste pas seulement à éliminer l'une des alternances ; le voltage disponible est en même temps considérablement accru. L'étincelle qu'on obtient entre les boules EE′ atteint 18 centimètres au lieu de 9 : entre pointes la distance explosive s'élève à 24 centimètres. Il ne m'est pas possible actuellement de donner de ce phénomène une explication suffisamment fondée.

Dans la pratique, en raison de ce voltage élevé, il convient d'employer non pas une, mais deux soupapes en série. La cohésion diélectrique de chacune d'elles ne dépasse guère en effet 60.000 volts, et il est évidemment préférable de laisser un peu d'élasticité à leur réglage.

L'entretien de ces soupapes est fort simple, il consiste simplement à y introduire un peu d'hydrogène en chauffant dans une flamme le tube de platine dont elles sont munies. L'utilité de cette opération, qui se fait en marche, se reconnaît à ce que les rayons cathodiques émanés de la cathode N deviennent assez énergiques pour provoquer la fluorescence du verre de l'ampoule.

Comme précédemment, des condensateurs additionnels peuvent être ajoutés en série avec ceux du transformateur, avant la soupape.

Subdivision du courant secondaire. — Le transformateur-condensateur permet de résoudre un problème analogue à celui de la division de la lumière électrique. La puissance de l'appareil étant très supérieure à celle dont on a besoin, on peut sans inconvénient alimenter deux groupes de condensateurs disposés en parallèle comme le montre la *fig.* 2, et faire fonctionner deux appareils soit simultanément, c'est-à-dire sur la même alternance, soit sur des alternances opposées. Dans la *fig.* 2 les choses sont disposées de telle sorte que les étincelles EE', $E_1E'_1$ soient alternantes. Il suffirait de retourner la soupape N_1P_1 pour qu'elles soient simultanées.

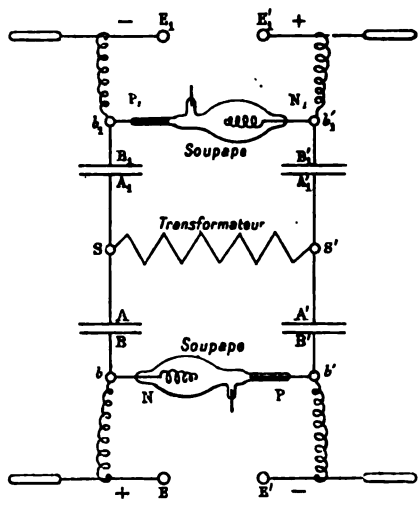


FIG. 2.

Les deux installations AA'BB'NP et $A_1A'_1B_1B'_1N_1P_1$ sont indépendantes et, par suite, il est inutile que les appareils placés en EE', $E_1E'_1$ aient les mêmes constantes électriques. On peut par exemple mettre l'un des excitateurs en court circuit sans que l'autre cesse de fonctionner. En un mot on dispose de deux sources électriques périodiques d'égale puissance, mais distinctes. Rien n'empêche d'ailleurs de relier ces deux sources en quantité dans le cas où un seul circuit est utilisé : on double ainsi le débit disponible.

APPLICATION DES SIGNES DE WEIERSTRASS A L'ÉTUDE DE L'ÉNERGIE POTENTIELLE DE DEUX COURANTS CIRCULAIRES PARALLÈLES D'INTENSITÉ UN ;

Par M. E. MATHY.

Ces signes présentent sur les anciennes annotations utilisées par Maxwell dans son *Traité d'électricité*, l'avantage d'exprimer la valeur de l'énergie potentielle explicitement en fonction des rayons des circuits et de leur distance à l'aide de séries rapidement convergentes.

Soient r et r' les rayons des circonférences, b la distance de leurs centres, distance normale aux plans des cercles.

On sait que :

$$M = \iint \frac{ds ds' \cos \varepsilon}{R}, \tag{1}$$

l'intégration étant étendue le long des deux courbes.

ε, angle des directions ds et ds', est égal à l'angle des rayons r et r', menés perpendiculairement à ds et à ds' ; φ et φ' étant les angles que r et r' font avec une direction fixe, varient de 0 à 2π ; on peut admettre que l'un des rayons r', par exemple, coïncide avec la ligne fixe à l'origine de la double intégration ; alors,

$$\begin{cases} ds = r d\varphi, \\ ds' = r' d\varphi', \\ \varepsilon = \varphi \\ R = \sqrt{b^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \varphi}. \end{cases} \tag{2}$$

Par conséquent,

$$M = \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{2\pi} \frac{rr' \cos \varphi d\varphi}{\sqrt{b^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \varphi}},$$

ou

$$M = 2\pi rr' \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi \, d\varphi}{\sqrt{b^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \varphi}}. \tag{3}$$

Pour trouver la valeur de cette expression à l'aide des signe Weierstrass, on choisit deux axes rectangulaires passant pa centre de la circonférence le long de laquelle il reste à intég on a :

$$\left\{\begin{aligned} &\cos\varphi = \frac{x}{r} \\ &d\varphi = -\frac{dx}{\sqrt{r^2 - x^2}} \\ &M = 2\pi\sqrt{2r'}\int_{-r}^{+r} - \frac{x\,dx}{\sqrt{(x-v)(x+v)\left(x - \frac{b^2 + r^2 + r'^2}{2r'}\right)}}. \end{aligned}\right.$$

Il faut annuler le coefficient de x^2 dans le polynôme sous le radi à cet effet, on pose :

$$x = y + \frac{b^2 + r^2 + r'^2}{6r'}.$$

Si, de plus, on a :

$$\left\{\begin{aligned} &y = pv \\ &e_1 = \frac{b^2 + r_2 + r'^2}{3r'} \\ &e_2 = -\frac{b^2 + r^2 + r'^2 - 6rr'}{6r'} \\ &e_3 = -\frac{b^2 + r^2 + r'^2 + 6rr'}{6r'}; \end{aligned}\right.$$

on obtient successivement :

$$M = 2\pi\sqrt{2r'}\int_{e_2}^{e_3} - \frac{\left(pv + \frac{e_1}{2}\right)p'v\,dv}{\sqrt{(pv - e_1)(pv - e_2)(pv - e_3)}};$$

$$M = 4\pi\sqrt{2r'}\int_{e_2}^{e_3}\left(pv + \frac{e_1}{2}\right)dv$$

$$M = 4\pi\sqrt{2r'}\left(\eta_1 - \frac{e_1}{2}\,\omega\right). \tag{4}$$

Les racines de $p'v$ sont réelles et inégales ; on connaît alo développement de ω en séries hypergéométriques suivant les

sances de $\frac{J-1}{J}$, J étant l'invariant absolu :

$$(5)\begin{cases} \omega = A\sqrt{2}\,.\,g_2^{-\frac{1}{4}}.F\left(\frac{1}{12}.\frac{1}{12}.\frac{1}{2}.\frac{J-1}{J}\right) \pm \frac{B}{\sqrt{6}}.g_2^{-\frac{1}{4}}.\sqrt{\frac{J-1}{J}}.F\left(\frac{7}{12}.\frac{7}{12}.\frac{3}{2}.\frac{J-1}{J}\right) \\ \text{le signe + du radical convient à } g_3 < 0, \text{ et } - \text{ à } g_3 > 0, \\ \text{A et B sont des constantes calculées par Stirling.} \end{cases}$$

Il est possible d'obtenir η de la même façon, en se servant des deux formules suivantes [1] :

$$\begin{cases} \frac{dx}{dJ} = -\frac{1}{2\sqrt{3}}\,.\,J^{-\frac{2}{3}}(J-1)^{-\frac{1}{2}}y, \\ \frac{dy}{dJ} = \frac{1}{24\sqrt{3}}\,.\,J^{-\frac{1}{3}}.(J-1)^{-\frac{1}{2}}x; \end{cases} \quad \text{pour } x = \omega\,.\,\Delta^{\frac{1}{12}} \text{ et } y = \eta\,.\,\Delta^{-\frac{1}{12}}.$$

On en déduit l'équation hypergéométrique :

$$J\,(1-J)\,\frac{d^2y}{dJ} + \left(\frac{1}{3} - \frac{5}{6}J\right)\frac{dy}{dJ} - \frac{1}{144}\,y = 0,$$

dont l'intégrale générale est :

$$(7)\ y = \frac{B}{\sqrt{2}}.J^{\frac{1}{12}}F\left(-\frac{1}{12}.-\frac{1}{12}.\frac{1}{2}.\frac{J-1}{J}\right) \mp \frac{A}{6\sqrt{6}}.J^{\frac{1}{12}}.\sqrt{\frac{J-1}{J}}.F\left(\frac{5}{12}.\frac{5}{12}.\frac{3}{2}.\frac{J-1}{J}\right).$$

Puisque $J^{\frac{1}{12}} = g_2^{\frac{1}{4}}\,.\,\Delta^{-\frac{1}{12}}$, (7) s'écrit :

$$(8)\ \eta = \frac{B}{\sqrt{2}}.g_2^{\frac{1}{4}}.F\left(-\frac{1}{12}.-\frac{1}{12}.\frac{1}{2}.\frac{J-1}{J}\right) \mp \frac{A}{6\sqrt{6}}.g_2^{\frac{1}{4}}.\sqrt{\frac{J-1}{J}}.F\left(\frac{5}{12}.\frac{5}{12}.\frac{3}{2}.\frac{J-1}{J}\right)$$

En remplaçant dans (4), η et ω par leurs valeurs (8) et (5), M deviendra :

$$(9)\ M = 4\pi\sqrt{2r}\begin{cases} g_2^{\frac{1}{4}}.\frac{B}{\sqrt{2}}.F\left(-\frac{1}{12}.-\frac{1}{12}.\frac{1}{2}.\frac{J-1}{J}\right) \\ \qquad \mp g_2^{\frac{1}{4}}.\frac{A}{6\sqrt{6}}.\sqrt{\frac{J-1}{J}}\,F\left(\frac{5}{12}.\frac{5}{12}.\frac{2}{3}.\frac{J-1}{J}\right) \\ -\frac{e_1}{2}.g_2^{-\frac{1}{4}}.A\sqrt{2}.F\left(\frac{1}{12}.\frac{1}{12}.\frac{1}{2}.\frac{J-1}{J}\right) \\ \qquad \mp \frac{e_1}{2}.g_2^{-\frac{1}{4}}.\frac{B}{\sqrt{6}}.\sqrt{\frac{J-1}{J}}.F.\left(\frac{7}{12}.\frac{7}{12}.\frac{3}{2}.\frac{J-1}{J}\right) \end{cases}$$

---

[1] *Traité des fonctions elliptiques*, par HALPHEN, t. I, p. 313.

Dans cette expression :

$$
(10)\left\{
\begin{aligned}
A &= 1,311\,028\,777\,146 \\
B &= 0,599\,070\,117\,367 \\
e_1 &= \frac{b^2 + r^2 + r'^2}{3r'} \\
g_2 &= \frac{(b^2 + r^2 + r'^2)^2 + 12r^2r'^2}{3r'^2} \\
\sqrt{\frac{J-1}{J}} &= \frac{1 - 36\left(\dfrac{rr'}{b^2 + r^2 + r'^2}\right)^2}{\left[1 + 12\left(\dfrac{rr'}{b^2 + r^2 + r'^2}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}} \\
F[\alpha . \beta . \gamma . x] &= 1 + \frac{\alpha . \beta}{\gamma} . x + \frac{\alpha(\alpha+1)\beta(\beta+1)}{1 . 2 . \gamma(\gamma+1)} x^2 + \ldots
\end{aligned}
\right.
$$

A cause de (10), le double signe de $\sqrt{\frac{J-1}{J}}$ disparaît et est remplacé par —.

On peut mettre (9) sous une autre forme :

$$
(11)\ \frac{M}{4\pi} = \left\{
\begin{aligned}
& [(b^2+r^2+r'^2)^2+12r^2r'^2]^{\frac{1}{4}} \\
& \qquad \left[\frac{B}{3^{\frac{1}{4}}} . F\left(-\frac{1}{12} . -\frac{1}{12} . \frac{1}{2} \frac{J-1}{J}\right) - \frac{A}{6.3^{\frac{3}{4}}} . \sqrt{\frac{J-1}{J}} . F\left(\frac{5}{12} . \frac{5}{12} . \frac{3}{2} . \frac{J-1}{J}\right)\right] \\
& - \frac{b^2+r^2+r'^2}{[(b^2+r^2+r'^2)^2+12r^2r'^2]^{\frac{1}{4}}} \\
& \qquad \left[\frac{A}{3^{\frac{3}{4}}} . F\left(\frac{1}{12} . \frac{1}{12} . \frac{1}{2} \frac{J-1}{J}\right) + \frac{B}{6.3^{\frac{1}{4}}} . \sqrt{\frac{J-1}{J}} . F\left(\frac{7}{12} . \frac{7}{12} . \frac{3}{2} . \frac{J-1}{J}\right)\right].
\end{aligned}
\right.
$$

SUR LES CHALEURS MOLÉCULAIRES DES COMPOSÉS ET LA LOI DE NEUMANN-JOULE-KOPP ;

Par M. EDM. van AUBEL.

Stefan Meyer a publié, dans le n° 5 de *Drude's Annalen der Physik*, 1900, un travail sur la loi de Neumann-Joule-Kopp, relative à l'additivité des chaleurs atomiques. La conclusion de ce mémoire est la suivante :

La chaleur moléculaire d'un corps composé est égale à la somme des chaleurs atomiques des composants, lorsque le volume moléculaire est égal à la somme des volumes atomiques. Dans le cas

d'une forte contraction du volume, la chaleur moléculaire est plus petite que la somme des chaleurs atomiques, tandis qu'une grande dilatation du volume correspond à une chaleur moléculaire plus grande que la somme des chaleurs atomiques.

Je crois utile de présenter quelques observations au sujet de cette loi, qui se trouvent consignées dans le tableau suivant. Les colonnes 2 et 3 contiennent des résultats extraits du mémoire de G.-A. Hagemann, *Ueber Volumänderungen bei chemischen Processen der festen und flüssigen Elemente*, Berlin, Friedländer, 1900, p. 7. Les chaleurs moléculaires observées ont été prises dans le mémoire de Regnault, publié dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. I, p. 177 et 178; 1841. Enfin la dernière colonne a été obtenue en se servant des chaleurs atomiques données par W. Ostwald, dans son *Lehrbuch der allegmeine Chemie*, 2e édition, t. I, p. 983 et 984; 1891.

Substances et formules chimiques.	Volumes moléculaires.		Somme des volumes atomiques.	Chaleurs moléculaires.		Somme des chaleurs atomiques.
Bromure d'argent AgBr...	29,6	$<$	35,6	13,88	$>$	12,78
Iodure de potassium KI...	53,9	$<$	70,5	13,60	$>$	13,33
Iodure mercureux Hg_2I_2..	84,8	$>$	80,4	25,85	$<$	26,48
Iodure mercurique HgI_2..	74,2	$>$	65,7	19,06	$<$	20,10

Le bromure d'argent, l'iodure de potassium, présentent une contraction de volume, et la chaleur moléculaire est plus grande que la somme des chaleurs atomiques. Les iodures mercureux et mercurique se forment avec dilatation du volume; mais leurs chaleurs moléculaires sont inférieures à la somme des chaleurs atomiques. D'ailleurs les écarts sont assez notables pour qu'il soit impossible de les attribuer à des erreurs expérimentales.

D'autre part, la chaleur spécifique des alliages peut être calculée généralement au moyen de la règle dite des mélanges, ainsi que Regnault l'a prouvé, ou, ce qui revient au même, par la loi de Neumann-Joule-Kopp. Cependant les alliages de fer et d'antimoine font exception, ainsi que J. Laborde l'a montré [1]. D'autre part, ces alliages se forment avec une contraction très notable du volume [2], et cependant les chaleurs spécifiques observées sont plus grandes que les chaleurs spécifiques calculées.

---

[1] Voir Edm. van Aubel, *Sur les chaleurs spécifiques des alliages* (*J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 493).
[2] J. Laborde, *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 547; 1896.

WALLACE-C. SABINE. — Architectural Acoustics. Part. I. Reverberation (Acoustique architecturale. 1re partie. Réverbération). — *Reprints of the American Architect*, 1900.

Cette brochure est une réimpression de sept mémoires, parus dans le journal *American Architect*. L'auteur se propose d'étudier successivement les principales questions relatives à l'acoustique architecturale; mais il se borne, quant à présent, à formuler la loi d'après laquelle un son uniforme, émis en un point d'une salle, s'éteint quand on supprime brusquement la source sonore.

Le sujet étant intéressant et peu connu, nous croyons devoir donner quelque étendue à l'analyse de l'important travail de M. Sabine.

1. *Introduction*. — Les parois d'une salle, les meubles qui la garnissent, les auditeurs qu'elle contient, sont autant d'obstacles à la libre propagation du son. Suivant que ces objets sont plus ou moins élastiques, ils absorbent une portion plus ou moins faible de l'énergie sonore incidente, et réfléchissent ou diffusent le reste. Les ondes réfléchies ou diffusées se propagent de nouveau à travers la salle, puis donnent lieu à de nouvelles réflexions ou diffusions, et ainsi de suite.

Quand un son continu et uniforme est émis en un point d'une salle, l'intensité du son perçu par un auditeur déterminé est la résultante de l'onde primaire qui lui vient directement de la source, et du nombre infini d'ondes diffusées ou réfléchies que lui renvoient les parois et tous les objets contenus dans la salle. Cette intensité résultante peut varier, d'un point à un autre de la salle, suivant les positions respectives de la source et du spectateur; mais la salle doit être construite de telle manière que les variations soient les plus faibles possible, dans les limites de positions assignées à la source sonore d'une part, aux auditeurs d'autre part.

Le bon sens avait déjà enseigné aux Grecs que les auditeurs doivent être distribués dans un hémicycle avec gradins étagés, de telle sorte que chaque auditeur reçoive l'onde directe provenant de la source. Le mur de scène leur envoyait, de plus, une onde réfléchie. Les modernes ont ajouté un plafond qui rabat dans la salle la portion de l'onde sonore que les Grecs laissaient se dissiper sans profit.

Mais l'onde directe et les ondes réfléchies successives parcourent des longueurs totales différentes pour parvenir à l'oreille de l'auditeur. Si le son est de très courte durée et si la forme de la salle se

prête à un système de réflexions régulières, on entendra donc une série d'échos distincts, ce qui constitue une condition acoustique déplorable. Si, au contraire, la salle ne donne lieu qu'à des réflexions ou diffusions tout à fait irrégulières, il n'y aura plus d'échos distincts, mais un simple prolongement du son, dont l'intensité tendra vers zéro, d'après une loi qui peut, d'ailleurs, varier suivant les positions relatives de la source et de l'auditeur. C'est à cette prolongation continue du son que l'auteur donne le nom de *réverbération*. Il laissera de côté la question des échos, pour s'occuper de la réverbération seule.

Pour éliminer le plus possible tout ce qui est accidentel et susceptible de varier d'un point à un autre de la même salle, et ne conserver qu'un élément caractéristique de l'audition moyenne, l'auteur se borne à mesurer la *durée* du son résiduel. Le son est émis par un tuyau d'orgue entretenu par une soufflerie absolument silencieuse munie d'un régulateur. Quand le régime est bien établi, on ferme brusquement la valve d'émission de la soufflerie, on enregistre sur un chronographe l'instant de la fermeture et celui où l'oreille cesse de percevoir aucun son.

Cette mesure est particulièrement délicate dans les villes, à cause des bruits extérieurs. Les expériences doivent être faites de nuit, aux heures où tout est calme, et seulement quand il n'y a pas de vent sensible. M. Sabine constate alors que, dans plusieurs expériences faites successivement ou même à différents jours, par divers expérimentateurs, mais avec le même tuyau excité d'une manière identique, en un même point de la même salle, les durées enregistrées ne diffèrent pas entre elles de plus de quelques centièmes de seconde. La durée du son résiduel est donc, d'après l'auteur, un élément assez bien défini et mesurable avec assez d'exactitude, pour donner lieu à une étude véritablement scientifique.

D'une salle à une autre et, dans une même salle, suivant l'ameublement, cette durée du son résiduel varie largement, de 2 à 10 secondes par exemple ; une fenêtre ouverte ou fermée, une tenture de quelques mètres carrés appliquée contre un mur ou pendant du plafond, suffit à la modifier d'une façon sensible.

2. *Pouvoir absorbant des surfaces murales.* — Les expériences faites dans divers amphithéâtres, de formes variées, ont d'abord établi que la durée du son résiduel, dans une même salle, dépend peu des positions relatives de la source sonore et de l'observateur. La *fig.* 1 représente en coupe et en plan une salle américaine d'auditions musi-

cales (1) ; on voit en *o* la position du tuyau d'orgue; en 1, 2, 3, etc., les positions successives de l'observateur. Les durées du son résiduel ont été les suivantes :

Station.	Durée en secondes.
1	2,12
2	2,17
3	2,23
4	2,20
5	2,23
6	2,27
7	2,20
8	2,26

Des expériences analogues ont été faites dans d'autres salles, en changeant la position du tuyau d'orgue, et ont toujours fourni des résultats très voisins entre eux.

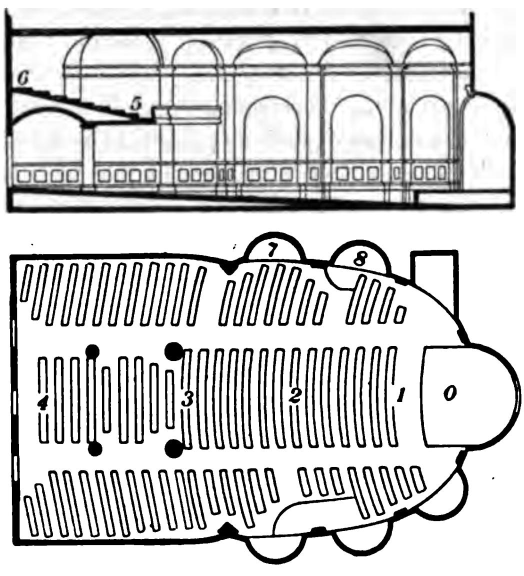


Fig. 1.

Une série d'expériences, consistant à recouvrir de coussins les sièges de bois d'un amphithéâtre (2), a prouvé que l'effet d'un cous-

(1) *Steinert Hall*, Boston.
(2) *Lecture-room, Fogg Art Museum.*

sin ne dépend pas de sa position dans la salle, mais que la durée du son résiduel varie en sens inverse de la longueur totale, ou, mieux, de la surface totale couverte par les coussins.

Longueur totale des coussins, en mètres :	Durée du son résiduel (en secondes).
0	5,61
8	5,33
17	4,94
28	4,56
44	4,21
63	3,94
83	3,49
104	3,33
128	3,00
145	2,85
162	2,64
189	2,36
213	2,33
242	2,22

La courbe ci-jointe (*fig.* 2) représente graphiquement les mêmes

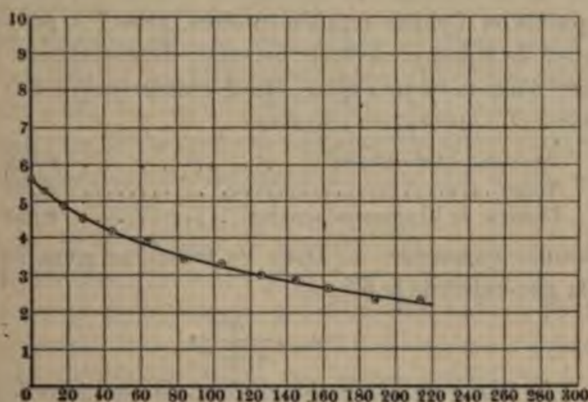


Fig. 2.

résultats. C'est une hyperbole dont l'équation est :

$$t = \frac{813}{146 + x}.$$

t est la durée du son résiduel, x la longueur totale des coussins.

Les deux quantités, placées en dénominateur, doivent jouer un rôle

analogue, c'est-à-dire correspondre à des actions de même espèce, au point de vue de l'extinction du son. Les parois et l'ameublement de la salle dépourvue de coussins équivalent donc à 146 mètres de coussins.

L'absorption du son par les surfaces murales, etc., se trouve ainsi évaluée en unités arbitraires; mais il n'est pas difficile de faire intervenir une unité plus rationnelle. Ouvrons une fenêtre dans un amphithéâtre : la portion d'onde sonore à laquelle la fenêtre livre passage est définitivement perdue pour l'auditeur. L'absorption exercée par la fenêtre est complète.

Nous prendrons donc pour unité d'absorption celle qui est exercée par une fenêtre ouverte de 1 mètre carré de surface. A cause des bruits extérieurs, cette unité peut être moins commode dans la pratique que le mètre courant de coussins; mais, pour tourner la difficulté, il suffit d'avoir évalué une fois pour toutes l'absorption d'un coussin donné, par rapport à celle d'une fenêtre donnée, ce que l'on fera sans grande peine.

Il ne sera pas plus difficile de décomposer l'absorption totale exercée par la salle en ses éléments simples, en étudiant l'effet de l'addition de parois ou d'objets supplémentaires. Ainsi l'on pourra évaluer l'absorption de 1 mètre carré de boiserie, de revêtement de plâtre, de tenture d'une certaine espèce, etc. L'auteur trouve, par exemple, les coefficients d'absorption suivants :

Revêtement de pin dur	0,058
Verre	0,024
Cloison de briques cimentées	0,023

3. *Solution approchée.* — Dans ce troisième mémoire, l'auteur prouve la généralité de la formule

$$t = \frac{k}{a + x}, \tag{1}$$

relative à la durée du son résiduel, formule établie précédemment sur un cas particulier. Il a opéré dans douze salles de formes variées construites avec des matériaux, et pourvues d'ameublements différents. Le volume de ces salles était compris entre 65 et 9.300 mètres cubes. Les coefficients k et a ont seuls varié. La formule (1) reste toujours applicable.

Le coefficient a peut être calculé *a priori*, si l'on a déterminé les coefficients d'absorption de toutes les matières formant les parois, et de toutes les pièces de l'ameublement de la salle.

Le coefficient k se montre très sensiblement indépendant de la forme des salles, mais il est proportionnel à leur volume. On a en moyenne :

$$k = 0{,}171\ V_{\bullet}$$

Voici comment l'auteur se rend compte de cette curieuse proportionnalité. Considérons deux salles vides, semblables et formées des mêmes matériaux. Soient t et t' les durées de son résiduel, a et a', k et k', les coefficients correspondants. Les matériaux étant les mêmes, a et a' sont proportionnels aux surfaces des salles ou au carré des dimensions homologues. Mais le son est affaibli, à chaque réflexion, dans un rapport constant, et, plus les réflexions sont fréquentes, plus la durée du son perceptible diminue. t et t' sont donc en raison inverse de la fréquence des réflexions, c'est-à-dire proportionnels aux dimensions homologues des salles.

Or on a $t = \frac{k}{a}$, $t' = \frac{k'}{a'}$. Les fractions sont proportionnelles aux dimensions homologues, les dénominateurs aux carrés de ces dimensions ; les numérateurs k et k' sont donc eux-mêmes proportionnels aux cubes des dimensions homologues, c'est-à-dire aux volumes, comme l'expérience l'a établi.

4. *Loi de décroissement du son résiduel.* — Nous avons déjà dit que le décroissement de l'intensité sonore n'obéit pas nécessairement à une même loi, en tous les points d'une salle. L'oreille ou d'autres instruments enregistreurs indiquent souvent que l'intensité sonore résiduelle passe par une série de maximum et de minimum dépendant de circonstances compliquées.

Pour rester au même point de vue où il s'est placé dans les expériences précédentes, c'est-à-dire pour faire abstraction de ce qui est particulier et ne tenir compte que d'un effet moyen, l'auteur se borne à comparer, dans une même salle, les durées d'extinction de sons d'intensité différente, toutes les autres conditions de l'expérience demeurant d'ailleurs invariables. Quatre tuyaux d'orgue identiques sont montés chacun sur une soufflerie indépendante; mais les valves peuvent être rendues solidaires, de telle sorte qu'on pourra les fermer toutes, d'un seul coup. Les expériences, consistant à mesurer la durée du son résiduel quand on fait parler simultanément un, deux, trois ou quatre tuyaux, furent faites d'abord dans une salle [1] où la durée résiduelle était particulièrement grande.

[1] *Boston Public Library. Lecture-room.*

On trouva :

$$
\begin{aligned}
t_1 &= 8{,}69 \text{ secondes}\\
t_2 &= 9{,}14\\
{}_3 &= 9{,}36\\
t_4 &= 9{,}55
\end{aligned}
$$

La différence $t_2 - t_1$ pour un et deux tuyaux est sensiblement la moitié de la différence $t_4 - t_1$ pour un et quatre tuyaux. Cette différence est donc à peu près proportionnelle au logarithme de l'intensité initiale. En d'autres termes, l'intensité I du son est représentée par une exponentielle négative, ce qui était bien vraisemblable *a priori*. A l'instant où on cesse d'entendre le son, son intensité a atteint une valeur constante i très petite. On a donc, en désignant par I_0 l'intensité initiale correspondant à un seul tuyau,

$$i = I_0 e^{-mt_1} = 2I_0 e^{-mt_2} = 3I_0 e^{-mt_3} = 4I_0 e^{-mt_4},$$

d'où l'on tire les valeurs de m :

$$m = \frac{\log 2}{t_2 - t_1} = \frac{\log 3}{t_3 - t_1} = \frac{\log 4}{t_4 - t_1}.$$

On trouve ainsi :

$$m = \begin{cases} 1{,}54 \\ 1{,}62 \\ 1{,}61 \end{cases}$$

c'est-à-dire en moyenne 1,59. On en déduit :

$$I_0 = 1.000.000 i,$$

L'amphithéâtre de la bibliothèque de Boston où avaient été réalisées ces mesures était particulièrement mauvais au point de vue acoustique. Le mur d'arrière fut recouvert d'une couche épaisse de bourre de crin, et les expériences furent recommencées. On trouva :

$$
\begin{aligned}
t_1 &= 3{,}65\\
t_2 &= 3{,}85\\
t_3 &= 3{,}96\\
t_4 &= 4{,}07
\end{aligned}
$$

ce qui donne :

$$m = 3{,}41, \qquad I_0 = 250.000 i.$$

Enfin on reprit les expériences dans un cabinet attenant à l'amphi-

théâtre, de forme identique, mais beaucoup plus petit. On trouva :

$$t_1 = 4{,}01$$
$$t_2 = 4{,}20$$
$$t_3 = 4{,}29$$
$$t_4 = 4{,}38$$

d'où :

$$m = 3{,}76 \qquad I_0 = 3.800.000 i.$$

On voit que l'intensité initiale I_0 correspondant à un seul tuyau varie largement, d'une salle à une autre, ou dans une même salle, quand on modifie les parois. Pour que les expériences relatives à la durée du son résiduel deviennent exactement comparables, il faut les réduire à une même valeur de l'intensité initiale, par exemple $I_0 = 1.000.000 i$. On peut alors relier les valeurs de m aux autres données de l'expérience, à savoir le volume des salles, la surface des parois et leur pouvoir absorbant.

5. *Solution exacte.* — Soit E l'énergie émise par le tuyau d'orgue en une seconde, v la vitesse du son, p le chemin moyen parcouru entre deux réflexions. Dans cet intervalle, l'énergie émise par le tuyau est $\frac{p}{v}$ E.

Soit a le pouvoir absorbant total des parois, s leur surface. La portion réfléchie de l'énergie émise sera :

Pour la première réflexion :

$$\frac{p}{v} E \left(1 - \frac{a}{s}\right),$$

pour la seconde :

$$\frac{p}{v} E \left(1 - \frac{a}{s}\right)^2,$$

pour l'ensemble de toutes les réflexions :

$$\frac{p}{v} E \left\{ \left(1 - \frac{a}{s}\right) + \left(1 - \frac{a}{s}\right)^2 + \ldots \right\}.$$

L'énergie totale contenue dans la salle à un moment donné sera donc :

$$\frac{p}{v} E \frac{1 - \left(1 - \frac{a}{s}\right)^n}{1 - \left(1 - \frac{a}{s}\right)}.$$

ou à la limite, $\frac{pEs}{va}$. L'intensité du son correspondant est, en désignant par V le volume de la salle $\frac{pEs}{vVa}$.

Telle est la valeur de I_0, à l'instant où, le régime étant établi, on arrête le tuyau d'orgue. On voit que cette valeur est en raison inverse du pouvoir absorbant a des parois. C'est ainsi que, dans l'amphithéâtre de la bibliothèque de Boston, l'intensité I_0 s'est réduite dans le rapport de 250.000 à 1.000.000, c'est-à-dire au quart de sa valeur, quand on a revêtu de bourre de crin la paroi du fond de l'amphithéâtre.

La durée qui sépare deux réflexions étant $\frac{p}{v}$, on a $1 - \frac{a}{s} = e^{-m\frac{p}{v}}$ ou, puisque $1 - \frac{a}{s}$ est très petit, $m = \frac{av}{sp}$. Ainsi, pour l'amphithéâtre de la bibliothèque de Boston, $\frac{a}{s} = 0{,}037$, $p = 8$ mètres, par suite $m = 1{,}517$. L'expérience directe a donné 1,59 (voir ci-dessus).

Connaissant la valeur de m ou celle de $\frac{a}{s}$, on peut déterminer la durée qui doit s'écouler à partir de l'excitation des tuyaux pour que l'intensité sonore dans la salle acquière, par exemple, les 0,99 de sa valeur limite. On trouve ainsi plus de trois secondes pour l'amphithéâtre de la bibliothèque de Boston avec sa paroi de fond nue.

C'est la durée minimum pendant laquelle le tuyau doit sonner avant chaque mesure de durée résiduelle du son.

Le reste du cinquième mémoire est consacré au développement des meilleures formules à employer pour tirer des données de l'expérience les valeurs des coefficients d'absorption, avec la plus faible erreur relative. Nous ne suivrons pas l'auteur dans le détail de ces calculs.

6. *Pouvoir absorbant d'un auditoire et autres données.* — Voici les tableaux résumant les expériences de l'auteur :

Pouvoirs absorbants de surfaces murales.

Fenêtre ouverte	1,000
Revêtement en pin dur	0,061
Plâtre sur châssis de bois	0,034
Plâtre sur châssis de fil métallique	0,033
Verre, simple épaisseur	0,027
Plâtre sur tuile	0,025
Briques réunies par du ciment de Portland	0,025

Pouvoir absorbant d'un auditoire.

Auditoire, par mètre carré	0,96
Auditoire, par personne	0,44
Femme isolée	0,54
Homme isolé	0,48

Il est digne de remarque qu'un auditeur isolé absorbe plus qu'un auditeur entouré d'autres, ce qui se comprend d'ailleurs à merveille.

Objets divers.

Peintures à l'huile, avec leurs cadres	0,28
Plantes d'appartement	0,11
Tapis-carpettes	0,20
Tapis orientaux extra-lourds	0,29
Cretonne	0,15
Rideaux	0,23
Revêtement de bourre de crin de $2^{cm},5$ d'épaisseur, à 8 centimètres d'un mur	0,78
Liège de $2^{cm},5$ d'épaisseur posé sur le sol	0,16
Linoleum posé sur le sol	0,12

Sièges, chaises et coussins.

Sièges en frêne plein	0,039
— — par place	0,0077
Sièges rembourrés crin et cuir	1,10
— — par place	0,28
Coussins de crin, par place	0,21

7. *Calculs avant la construction.* — Avec les données qui précèdent, on peut calculer *a priori* le pouvoir absorbant d'un amphithéâtre plein ou vide, avant même qu'il soit construit. L'auteur prend pour exemple la nouvelle salle de concert de Boston, qu'il compare à l'ancienne et à un édifice de Leipsig, où l'on donne aussi des concerts (*Leipsiggewandhaus*).

La nouvelle salle de concert de Boston, destinée à contenir à peu près le même nombre de spectateurs que l'ancienne, est faite sur le plan général de l'édifice de Leipsig ; mais l'espace réservé aux sièges est plus considérable, de 70 0/0. Les matériaux aussi diffèrent ; par suite, les deux édifices sont loin d'être une copie servile l'un de l'autre. On s'est proposé d'obtenir une durée de son résiduel aussi voisine que possible de celle qui caractérise l'édifice de Leipsig. Le tableau

suivant est curieux à consulter : il donne le détail du pouvoir absorbant :

	Édifice de Leipsig.	Édifices de Boston ancien	Édifices de Boston nouveau
Plâtre sur châssis	73	100	34
Plâtre sur tuile	0	0	46
Verre	0,4	1,5	0,6
Bois	14	47	38
Draperies	18	0,6	0
Auditoire	667	1.032	1.135
Orchestre	38	38	38
TOTAL	810	1.239	1.292

La durée calculée du son résiduel pour $I_0 = 1.000.000i$ est :

Édifice de Leipsig	2,30
Ancienne salle de Boston	2,44
Nouvelle salle de Boston	2,31

Si l'on s'était borné à reproduire sur une plus large échelle la salle de Leipsig, la nouvelle salle de Boston aurait dû avoir 25.300 mètres cubes au lieu de 16.200 qu'elle a en réalité, et son pouvoir absorbant aurait été égal à 1.370 au lieu de 1.292. A ces nombres correspondrait une durée de son résiduel égale à 3,02 secondes, c'est-à-dire de 31 0/0 environ supérieure à ce qu'elle est en réalité.

On s'explique ainsi, au moins en partie, les mécomptes des architectes qui se sont bornés à copier, en les amplifiant, des salles dont l'acoustique était réputée bonne, sans se préoccuper de l'effet de l'augmentation de volume et du changement de matériaux de construction ou d'ameublement.

E. BOUTY.

DRUDE'S ANNALEN ;

T. III ; n° 9, 1900.

FRANZ STREINTZ. — Ueber die elektrische Leitfähigkeit von gepressten Pulvern (Conductibilité électrique de poudres comprimées). — P. 1-19 ; 1900.

Du noir de platine comprimé de manière que sa densité était 11,6 avait une résistance environ 6 fois 1/2 plus grande que celle du pla-

tine ordinaire, mais avec un coefficient de température de 0,00145 au lieu de 0,004 pour le platine. La résistance de la poudre de charbon comprimée (provenant de la combustion incomplète d'essence de térébenthine) n'est pas bien définie : elle croît avec le temps, jusqu'à devenir presque double de sa valeur primitive ; elle décroît, quand la température croît, d'environ 1 0/0 par degré. La résistance de la poudre de graphite varie aussi avec le temps, mais d'une manière plus complexe ; elle croît d'abord, puis décroît ; le coefficient de température est aussi négatif, mais beaucoup plus faible que pour la poudre précédente (0,0012 environ).

Ch. Maurain.

M. EICHHORN. — Widerstand des Wismuths im veränderlichen magnetischen Felde (Résistance du bismuth dans un champ magnétique variable). — P. 20-42.

M. Eichorn a recherché si, dans un champ magnétique rapidement variable, la variation de la résistance du bismuth suit exactement la variation du champ ou présente un retard par rapport à celle-ci.

L'auteur, qui a eu soin de compenser les courants induits, a observé une hystérésis de la résistance. La grandeur du retard dépend de la vitesse de variation du champ, à partir d'un minimum de cette vitesse, déjà dépassé quand on atteint de 500 à 1.000 périodes par minute.

La spirale de bismuth ne pourrait donc pas donner directement les valeurs instantanées de champs rapidement variables.

H. Bagard.

E. GRUNEISEN. — Ueber die Bestimmung des metallischen Wärmeleitungsvermögens und über sein Verhältniss zur elektrischen Leitfähigkeit (Détermination de la conductibilité calorifique des métaux ; comparaison avec la conductibilité électrique). — P. 43-75.

Mesure du coefficient de conductibilité calorifique par l'observation de l'état variable des températures, à l'intérieur d'une barre métallique, dont l'une des extrémités est subitement refroidie par un courant d'eau froide.

La présence de matières étrangères (As, C, S, Ni, Mn, Ph, Si) a

pour effet d'augmenter la valeur du rapport du coefficient de conductibilité calorifique au coefficient de conductibilité électrique.

F. CARRÉ.

H. STARKE. — Ueber die Reflexion der Kathodenstrahlen (Sur la réflexion des rayons cathodiques). Notiz über mechanische Wirkung der Kathodenstrahlen (Note sur l'action mécanique des rayons cathodiques). — P. 75-101-107; 1900.

Dans un travail antérieur [1], l'auteur a montré l'existence d'une réflexion des rayons cathodiques sur les corps solides; dans le travail actuel, il donne les résultats de mesures plus précises. Il trouve, comme facteur de réflexion (en prenant comme mesure de l'intensité les charges entraînées), 28,2 pour l'aluminium et 45,5 pour le cuivre.

Il rapporte ensuite des essais, infructueux jusqu'ici, relatifs à la mesure de l'action mécanique des rayons cathodiques; de ces essais résulte que cette action était, dans les expériences de l'auteur, inférieure à un dix-millième de dyne.

Ch. MAURAIN.

F. AUERBACH. — Härte der Metalle (Dureté des métaux). — P. 108-116.

F. AUERBACH. — Ueber die Elasticität und die Härte von Krysrallisirter, amorpher und wasserhaltiger Kieselsäure (Elasticité et dureté de la silice cristallisée, amorphe, hydratée). — P. 116-120.

Élasticité et dureté diminuent, quand on passe du cristal de roche au quartz amorphe et du quartz amorphe à l'opale.

F. CARRÉ.

P. ADALBERT ECKERLEIN. — Ueber die Wärmeleitungsfähigkeit der Gase und ihre Abhängigkeit von der Temperatur (bei tiefen Temperaturen) (Conductibilité calorifique des gaz; influence de la température, aux basses températures). — P. 120-155.

Dans le refroidissement d'un thermomètre à travers une masse gazeuse, le phénomène de conductibilité se complique d'un phénomène de rayonnement. Mais ce dernier, d'après la loi des quatrièmes puissances des températures absolues, aura une importance relative d'autant moins grande qu'on opérera à plus basse température.

[1] H. STARKE, *Wied. Ann.*, t. LXVI, p. 49; 1898.

On observe le refroidissement d'un thermomètre, à éther de pétrole et à réservoir sphérique, successivement placé dans deux enceintes sphériques, remplies de gaz étudié, et maintenues extérieurement à très basses températures (bains d'air liquide).

Si r désigne le rayon et C_t la capacité calorifique du réservoir du thermomètre à la température t; R_1, R_2, les rayons des deux enceintes sphériques ; v_1, v_2, les vitesses de refroidissement observées, pour chacune d'elles ; σ, une constante relative au rayonnement du thermomètre, on aura, pour déterminer le coefficient de conductibilité calorifique, k_t, du gaz étudié, les deux égalités :

$$\begin{cases} C_t \cdot v_1 = k_t \cdot \dfrac{4\pi R_1 r}{R_1 - r} + 4\pi r^2 \sigma + g_1 \\ C_t \cdot v_2 = k_t \cdot \dfrac{4\pi R_2 r}{R_2 - r} + 4\pi r^2 \sigma + g_2 \end{cases}$$

g_1 et g_2 étant deux corrections relatives aux portions de la tige du thermomètre, situées à l'intérieur des enceintes. Une première approximation ($g_1 = g_2$) donne :

$$k_t = C_t \cdot \frac{(R_1 - r)(R_2 - r)}{4\pi r^2 (R_2 - R_1)} \cdot (V_1 - V_2)$$

Et, si l'on pose :

$$k_t = k_0 (1 + \gamma t),$$

On trouve (corrections faites) :

1° Pour l'air :

$$k_0 = 0{,}00004677 \frac{gr}{\text{cm. sec.}}; \qquad \gamma = 0{,}00362;$$

2° Pour l'hydrogène :

$$k_0 = 0{,}0003186 \frac{gr}{\text{cm. sec.}}; \qquad \gamma = 0{,}00422;$$

3° Pour le gaz carbonique :

$$k_0 = 0{,}00003434 \frac{gr}{\text{cm. sec.}}; \qquad \gamma = 0{,}00352;$$

résultats présentant un accord satisfaisant avec ceux que l'on peut déduire de la théorie de Maxwell.

F. Carré.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XLIX (*fin*) ; mars-juin.

J. STRUTT. — On the Discharge of Electricity trough Argon and Helium (Décharge électrique à travers l'argon et l'hélium). — P. 293-307).

Hittorf et Warburg ont montré que, si un courant constant passe à travers un gaz, la différence de potentiel entre la cathode et l'extrémité de la lueur négative est constante, indépendante de l'intensité du courant et de la pression du gaz, pourvu qu'il n'y ait aucune action chimique entre la cathode et le gaz et que la lueur négative ne couvre pas toute la cathode et ne rencontre pas les parois du tube ; cette *chute cathodique* est de 300 volts environ pour les divers gaz.

M. Strutt a refait cette mesure au moyen d'un tube D possédant une partie capillaire, qui pouvait servir à l'examen spectroscopique du gaz. Le courant était produit par une batterie de 400 accumulateurs et sa constance contrôlée par un téléphone. On mesurait la différence de potentiel entre un fil servant de cathode et un fil placé dans l'espace obscur de Faraday au moyen d'un voltmètre multicellulaire de lord Kelvin. Avec l'hydrogène, M. Strutt trouva 298 volts.

Avec l'*hélium* préparé et purifié à la manière habituelle, puis débarrassé des traces d'azote, en faisant passer dans le tube une décharge de bobine de Ruhmkorff, en se servant d'un fil d'aluminium comme cathode, on trouva une moyenne de 226 volts. Sans enlever les traces d'azote, on trouvait 350 volts.

L'argon était retiré de l'air à la manière ordinaire et débarrassé des traces d'oxygène au moyen du phosphore. Avec lui, la lueur positive passe derrière la cathode, de sorte que la différence de potentiel mesurée, représentant la chute cathodique plus la chute produite par cette colonne positive variable avec l'intensité du courant, n'est plus une constante.

M. Strutt prend alors comme cathode un disque de platine de section presqu'égale à celle du tube, de manière à empêcher la lueur positive de passer par derrière la cathode. La tache ne couvrant pas tout le disque, on obtint, cette fois, une chute cathodique indépendante du courant. On trouva une moyenne de 167 volts. Avec une cathode en aluminium, la valeur obtenue fut de 100 volts.

M. Strutt a aussi produit des décharges dans des tubes sans élec-

trodes, en les plaçant, comme l'indique J.-J. Thomson, dans une bobine parcourue par le courant de décharge d'une bouteille de Leyde. Avec l'argon, on voit, en diminuant peu à peu la pression, un anneau rouge mince juste contre la paroi du tube. Cet anneau s'élargit progressivement, puis on voit apparaître contre la paroi un anneau bleu qui va ensuite s'élargissant, réduisant la lueur rouge, de sorte que finalement le tube est rempli d'une lueur bleue. Ces faits concordent bien avec ceux signalés par Crookes, que l'argon s'illumine en rouge aux pressions assez élevées ou avec une décharge faible et en bleu aux pressions basses ou avec une forte décharge.

Avec l'hélium, on a une illumination jaune sans particularités. M. Strutt a aussi étudié la conductibilité de l'hélium sous l'action des rayons X. Le gaz était contenu dans un tube a en aluminium, fermé par un bouchon en ébonite traversé par un petit tube d en aluminium ; a et d formaient les deux électrodes, l'une réunie au pôle positif d'une pile, l'autre, par l'intermédiaire d'un électromètre à cadrans, au pôle négatif. On constata que, sous l'action des rayons X, la vitesse de charge de l'électromètre était, avec l'hélium, les 0,44 de celle observée avec l'air.

L'argon et l'hélium, gaz monoatomiques, conduisent, comme on voit, la décharge à la manière normale. Si la chute cathodique mesure l'énergie absorbée par l'ionisation, cette ionisation est plus facile qu'avec les autres gaz. L'atomicité d'un gaz simple n'est donc pas un facteur important de la facilité d'ionisation, comme le fait aussi penser cette remarque que, sous l'influence des rayons X, la vapeur de Hg conduit mieux que l'air, et l'argon moins bien.

PERREAU.

Lord RAYLEIGH. — On the Law of Reciprocity in Diffuse Reflexion (Sur la loi du retour inverse des rayons lumineux dans la diffusion par réflexion). — P. 324-325.

Lord Rayleigh fait observer que la conclusion formulée par M. Wright qu'une loi donnant l'intensité de la lumière diffuse par réflexion *ne peut pas* être symétrique par rapport à i et à e, angle d'incidence et angle d'émission, est contraire au principe général du retour inverse des rayons. Si on suppose que, dans une direction quelconque i, à une distance r d'une petite surface S réfléchissant de n'importe quelle manière, se trouve un point radiant A d'intensité donnée, et si on considère l'intensité de la vibration réfléchie en un

point B situé dans une direction e, à une distance r' de s, le théorème exige que l'intensité soit la même, si le point radiant A est placé en B. Il en résulte que la fonction de i et de e, qui représente l'intensité de la lumière diffusée, *doit être symétrique* par rapport à ces quantités.

PERREAU.

LORD BLYTHSWOOD and W. MARCHANT. — The Echelon Spectroscope ; with Application to investigate the Behaviour of the chief Lines in the Mercury Spectrum under the Influence of a Magnetic Field (Le spectroscope à échelons. Application à l'étude de la nature des principales raies du spectre de la vapeur du mercure placée dans un champ magnétique). — P. 384-403.

L'appareil diffractant du spectroscope à échelons est formé de 30 plaques de flintglass de 7^{mm},5 d'épaisseur, placées les unes sur les autres, comme les marches d'un escalier, la largeur de chaque marche étant de 0^{mm},5. Un faisceau de lumière, tombant normalement sur un tel système de plaques, est dispersé et donne des spectres d'ordre 1, 2, etc. On calcule facilement la dispersion $\delta\theta_1$, correspondant à deux vibrations λ et $\lambda + d\lambda$. On trouve :

$$\frac{dt}{\lambda^2} = \frac{1}{t\left(\mu - 1 - \lambda \dfrac{d\mu}{d\lambda}\right)} \frac{\delta\theta_1}{\delta\theta_2}$$

t = épaisseur d'une plaque, μ indice de réfraction, $\delta\theta_2$ dispersion angulaire entre les raies données par λ dans les spectres de deux ordres successifs.

μ est donné par la formule :

$$\mu_\lambda = 1{,}5958 + \frac{8.03 \times 10^5}{\lambda^2} + \frac{1.53 \times 10^{12}}{\lambda^4}$$

de sorte qu'on peut tracer la courbe donnant d en fonction de $\delta\theta$.

Suivant l'inclinaison du système de plaques sur la direction du faisceau incident, on aperçoit dans la lunette un ou deux spectres. Une variation de cette inclinaison produit d'ailleurs une variation de l'intensité des spectres d'autant plus grande que l'inclinaison est plus grande. On opéra généralement en observant le premier ou même le second spectre à partir de la position normale.

Les auteurs ont étudié avec cet instrument le phénomène de Zeeman sur des raies données par la vapeur de mercure.

La source de lumière était placée, comme d'habitude, entre les deux pôles d'un électro-aimant puissant, pouvant donner, avec un courant de 20 ampères, un champ de 24.000 unités C. G. S. entre les

pièces polaires distantes de 8 millimètres et un champ de 40.000 avec une distance de 1 millimètre.

En observant suivant la direction des lignes de force, au moyen de pièces polaires percées d'un trou, le champ était de 16.000.

La lumière était d'abord dispersée au moyen d'un spectroscope ordinaire, puis la raie choisie éclairait la fente du collimateur du spectroscope à échelons. On observait avec un prisme biréfringent séparant les radiations polarisées dans deux plans rectangulaires.

Raie bleue $\lambda = 0^\mu,4358$. — Dans un champ faible (5.000 C. G. S.), on obtenait un triplet; avec des champs plus intenses, on obtint un sextuplet. Si on appelle $d\lambda_1$ la différence de longueur d'onde des deux radiations intérieures, $d\lambda_2$ la différence entre les deux radiations extrêmes de droite et gauche, $d\lambda_3$ la différence entre les deux radiations extrêmes de droite ou de gauche, les photographies obtenues donnent :

H	$d\lambda_1$	$d\lambda_2$	$d\lambda_3$
5.000	—	0,143	—
12.100	0,104	0,341	—
20.000	0,166	0,580	0,098
23.400	0,200	0,68	0,098

Raie verte $\lambda = 0^\mu,5460$, on obtint :

H	$d\lambda_1$	$d\lambda_2$	$d\lambda_3$
12.900	0,981	0,416	0,082
17.800	—	0,588	0,124
20.000	0,133	—	—
23.000	—	0,74	0,156
23.400	0,156	—	—

La raie jaune $\lambda = 0^\mu,5768$ ne donna qu'un triplet :

H	$d\lambda_2$
5.500	0,182
23.400	0,768

La raie jaune $\lambda = 0,5790$ ne donna aussi qu'un triplet :

H	$d\lambda_2$
5.500	0,167
22.300	0,669

En appliquant la formule de Larmor :

$$n_1 - n_2 = \frac{eH}{2\pi m v^2}$$

et utilisant les résultats obtenus, on trouva les valeurs suivantes pour le rapport de la charge électrique e d'un ion à sa masse m :

λ	$\frac{e}{m}$
$0^{\mu},5790$	$17,2 \times 10^6$
5758	$18,9 \times 10^6$
5460	$20,5 \times 10^6$
4358	$28,0 \times 10^6$

PERREAU.

LORD RAYLEIGH. — **Remarks upon the Law of Complete Radiation** (Remarques sur la loi du rayonnement total). — P. 539-540.

Lord Rayleigh pense avec Stewart, Kirchhoff, que le rayonnement d'un corps idéalement noir doit être une fonction définie de la température absolue θ et de la longueur d'onde λ et, avec Boltzmann et Wien, qu'une fonction :

$$\theta^5 \Phi(\theta\lambda)\, d\lambda$$

doit représenter l'énergie rayonnée dans la partie du spectre limitée par les radiations λ et $\lambda + d\lambda$:

Wien a donné la formule $c_1 \lambda^{-5} l^{-\frac{c_2}{\lambda\theta}} . d\lambda$, où c_1 et c_2 sont des constantes. Paschen a trouvé qu'elle représentait bien les observations avec $c_2 = 14.455$, θ étant exprimé en degrés centigrades et λ en millièmes de millimètre.

Lord Rayleigh pense cependant que cette formule est difficile à admettre, car elle conduit à cette conséquence que, si on élève la température, le rayonnement de longueur d'onde déterminée tend vers une limite et propose de la remplacer par la formule :

$$c_1 \theta \lambda^{-4} e^{-\frac{c_2}{\lambda\theta}} d\lambda,$$

à lui suggérée par la théorie de Boltzmann-Maxwell sur la répartition de l'énergie d'un corps vibrant, d'après laquelle les modes de vibration de fréquences différentes doivent être également favorisés.

PERREAU.

LUMMER and BRODHUN. — Some Observations in Reply to the Paper of Prof. C. G. Knott « On Swan's Prisme Photometer » (Réponse à une note du professeur Knott sur le Photomètre à prismes de Swann). — P. 541-543.

MM. Lummer et Brodhun font remarquer qu'ils ont inventé différentes formes de photomètre à prismes, parmi lesquelles se trouve

celle inventée par Swann, en 1859, qu'ils ignoraient d'ailleurs, et qu'en outre ils ont construit un système de prismes permettant d'associer le principe de « l'uniformité » et le principe du « contraste ».

PERREAU.

OLIVER LODGE. — On the Controversy concerning Volta's Contact (Sur la discussion relative à l'effet de contact de Volta). — P. 351 et 445.

Premier Mémoire.

I. — *Arguments thermodynamiques.* — M. Lodge établit la formule connue relative à l'effet Peltier :

$$\pi = T \frac{dE}{dt}.$$

Il fait remarquer que, dans sa démonstration, E représente la *force électromotrice totale du circuit;* que les expériences thermo-électriques indiquent que E peut être considéré comme la différence des valeurs d'une fonction $f(t)$, pour deux valeurs différentes de la température t_1 et t_2, mais que rien n'autorise à dire que $f(t)$ est la force électromotrice de contact de Volta. D'après lui, l'introduction d'un diélectrique dans le circuit dans l'expérience de Volta, avec ses deux nouveaux contacts, chacun avec son potentiel chimique, de même que l'introduction d'un électrolyte, change toutes les conditions, de sorte qu'on ne peut pas dire, malgré lord Kelvin, que la découverte de Seebeck prouve que la différence de potentiel, au contact de deux métaux, varie avec la température.

II. — M. Lodge précise ensuite sa manière d'envisager les faits de l'électricité de contact, qu'il résume ainsi :

1° Deux métaux, reliés complètement ou en partie par un liquide, sont à peu près dans la même condition électrique que reliés complètement ou partiellement par l'air. Ils ne possèdent aucune charge, à moins d'être en contact métallique en un ou plusieurs points. Pour qu'ils gardent cette charge lors de la séparation, le milieu intermédiaire doit être *isolant*, *sec*, dépourvu de tout liquide, et aussi de toute radiation de haute fréquence de l'éther ou d'autre influence ionisante ;

2° Si les métaux sont reliés à la fois métalliquement à une place, et électrolytiquement à une autre, on a un élément de pile et un courant continu ;

3° Si les métaux sont reliés à la fois métalliquement et diélectriquement, c'est-à-dire s'ils sont isolés l'un de l'autre, sauf au point où le diélectrique est enlevé, on a les conditions normales appropriées pour la démonstration de l'effet Volta; c'est-à-dire une chute de potentiel dans le diélectrique séparant les deux métaux.

L'effet Volta consiste donc dans ce fait que le zinc et le cuivre portent des charges égales de signes contraires, quand ils sont en contact métallique, charge qui résulte d'une force électromotrice et dont la valeur, dépendant de l'état des surfaces extérieures, est déterminée par cette force électromotrice et par la capacité électrostatique.

III. — M. Lodge repousse la conception de lord Kelvin qui, dans la chaîne zinc-cuivre-air, voit la source de force électromotrice au contact zinc-cuivre, par suite de l'action chimique des deux métaux l'un sur l'autre. Il préfère voir les forces électromotrices principales aux contacts zinc-air, air-cuivre, par suite de l'action de l'oxygène sur ces métaux, et considérer le contact zinc-cuivre comme purement physique et n'introduisant pas de force électromotrice appréciable.

Au lieu du langage habituel relatif au potentiel des deux métaux, M. Lodge préfère dire : le zinc et le cuivre, au début, sont à des potentiels différents; le contact les amène au même potentiel, par suite d'un mouvement d'électricité qui charge le zinc positivement, le cuivre négativement, ces charges tenant en équilibre les forces électromotrices existantes. Dans cette conception, il y a alors une élévation brusque de potentiel de $1^v,8$ en sortant du zinc dans l'air, et une baisse brusque de $0^v,8$ en rentrant de l'air dans le cuivre, de sorte qu'il y a une baisse lente de 1 volt à travers l'air.

IV. — Dans la conception de M. Lodge, il y a une affinité chimique entre l'oxygène et les métaux, différente pour chaque métal, les atomes d'oxygène étant, en outre, chargés négativement. Les atomes d'oxygène entourent, par exemple, un morceau de zinc comme une couche d'électricité négative entoure une sphère isolée, avec cette différence qu'à l'extérieur il n'y a ni ligne de force électrique ni différence de potentiel électrique : quelle que soit la force ou différence de potentiel entre le zinc isolé et l'air, elle est chimique dans sa nature, elle est le résultat de l'affinité chimique. La force peut être due ou à une attraction spécifique du zinc et de l'oxygène, ou à une attraction du zinc et de l'électricité. Tant que la surface est homogène, elle est inagissante. Si une connexion est établie avec le

cuivre, l'électricité s'écoule par le contact, les atomes d'oxygène se rapprochent plus de la surface du zinc et moins de celle du cuivre. C'est l'effet Volta. On peut dire la même chose d'une pile voltaïque. Ici le diélectrique remplace l'électrolyte. Mais, dira-t-on, le zinc doit présenter de l'oxydation. M. Lodge fait un calcul qui montre que les atomes d'oxygène ne se sont pas rapprochés assez pour oxyder le zinc.

Deuxième Mémoire.

M. Lodge expose d'abord, sensiblement à la manière de M. Nernst, l'application des théories osmotique et d'ionisation au calcul de la force électromotrice d'une chaîne liquide.

Il établit les formules connues :

$$(1) \qquad V - V' = \frac{m}{e} RT \frac{v_1 - u_1}{v_1 + u_1} \log \frac{n}{n_1},$$

donnant la différence de potentiel entre deux solutions différentes d'un même sel ;

$$(2) \qquad E = \frac{m}{e} RT \frac{2v_1}{u_1 + v_1} \log \frac{n}{n'} = \frac{0,114}{1+r} \log_{10} \frac{n}{n'} \text{ volts} \qquad r = \frac{u_1}{v_1}$$

donnant la force électromotrice d'une chaîne formée de deux solutions d'un même sel, terminée des deux côtés par le métal du sel, formule vérifiée par diverses expériences de Nernst, Ostwald, etc. ;

$$(3) \qquad v - v_1 = 0,114 \log \frac{N}{n} \text{ volts},$$

donnant la différence de potentiel entre un métal et une solution d'un de ses sels.

$$(4) \qquad E = 0,114 \left(\log_{10} \frac{N_1}{N_2} + \frac{2v}{u+v} \log_{10} \frac{n_2}{n_1}\right)$$

force électromotrice d'une chaîne.

métal 1 — solution de concentration 1 —
même solution de concentration 2 — métal 2

$$(5) \quad E = 0,114 \left[\log_{10} \frac{N_1}{N_2} - \frac{2v_2}{u_1 + v_2} \log_{10} n_1 + \frac{2v_1}{u_2 + v_1} \log_{10} n_2\right]$$

force électromotrice d'une chaîne, comme celle d'un élément Daniell.

métal 1 — solution d'un sel de métal 1 —
solution d'un sel de métal 2 — métal 2

Dans ces formules, n désigne le nombre d'ions par centimètre cube ; u, la vitesse de l'anion ; v, la vitesse du cation.

Vue corpusculaire de l'action voltaïque.

M. Lodge fait ensuite les hypothèses suivantes :

Chaque atome matériel est formé des mêmes corpuscules fondamentaux, possédant chacun leur charge ionique habituelle : 1 atome d'H de 500 environ de signes opposés, 1 atome de sodium de 10.000, 1 atome de mercure de 100.000 environ.

Un courant électrique est accompagné d'un transport de corpuscules, d'une convection de charges ioniques dans les liquides comme dans les gaz et les solides, avec cette différence que, dans les liquides, le corpuscule voyage avec tout l'atome, que, dans les gaz, il peut voyager, dans beaucoup de cas, isolé du reste de l'atome, quoique, dans certains cas, il puisse être attaché à un agrégat considérable moléculaire d'atomes, et que, dans les solides, il passe d'un atome au plus proche.

En outre, à une électrode, le corpuscule abandonne son ion et passe alors dans le métal, chaque atome le recevant pour le transmettre au suivant. — A une soudure de deux métaux, le corpuscule passe d'un métal à l'autre ; il peut donc en résulter un gain ou une perte d'énergie, qui peuvent expliquer la production d'une force électromotrice, les phénomènes de Peltier ou de Seebeck.

Dans les vues osmotiques, on peut dire : puisqu'on considère qu'un métal peut s'évaporer dans un liquide, il peut être capable de s'évaporer dans un autre et dire alors qu'il y aura à leur contact une force électromotrice.

$$E = \varepsilon RT (\quad) \log \frac{n}{n'},$$

ε = équivalent électro-chimique ; $\frac{n}{n}$ peut être égalé au rapport des densités métalliques. Dans la ( ), on fera intervenir les vitesses des corpuscules, sans doute différentes par suite de la viscosité différente du métal. Si on considère cette viscosité comme proportionnelle à la résistance électrique, les vitesses des corpuscules seront proportionnelles aux conductivités k. Si on applique aux corpuscules situés dans un métal les lois relatives aux gaz, εRT aura la même

valeur, et on aura :

$$E = 0{,}11 \cdot \frac{k - k'}{k + k'} \log \frac{\frac{m}{\rho}}{\frac{m}{\rho'}} \text{ volts}$$

m = poids atomique ; ρ = densité.

D'autres considérations amènent M. Lodge à supposer qu'à l'intérieur du métal les corpuscules négatifs sont les plus mobiles, passant d'un atome au plus proche produisant la conduction métallique, et que les corpuscules positifs restent attachés aux atomes, sauf dans les électrolytes ou substances possédant des propriétés analogues. Alors ces corpuscules sont sollicités le long d'un conducteur métallique avec chute de température par deux forces, une force mécanique $\frac{dp}{dx}$ par unité de volume, $\frac{1}{n}\frac{dp}{dx}$, par corpuscule, et une force électrique $e\frac{dV}{dx}$ à cause de la charge électrique e.

S'il n'y a pas de courant électrique :

$$\frac{1}{n}\frac{dp}{dx} - e\frac{dv}{dx} = 0.$$

Avec l'hypothèse que les lois des gaz s'appliquent aux corpuscules :

$$p = nm\text{RT}$$
$$dv = \frac{m}{e} \text{RT} d \log (n\text{T});$$

d'où σ = chaleur spécifique de l'électricité $= \frac{m}{e} \text{RT} \frac{d}{d\text{T}} \log (n\text{T})$.

Pour un circuit de deux métaux :

$$\sigma_a - \sigma_b = \text{R}_1\text{T} \frac{d}{d\text{T}} \log \frac{n_a}{n_b}.$$

C'est l'effet Peltier. Avec la notation habituelle :

$$\int \frac{\sigma_a - \sigma_b}{\text{T}} d\text{T} = \frac{d\text{E}}{d\text{T}} = \frac{\pi}{\text{T}}$$
$$\pi = \text{R}_1\text{T} \log \frac{n_a}{n_b}$$

n = nombre de corpuscules actifs dans l'unité de volume, dépend du

métal et de la température $n_a = ae^{\alpha T}$ $n_b = be^{\beta T}$, car sans doute $\frac{dn}{n} = \alpha dT$.

Il en résulte :

$$\pi = R\varepsilon \log T \frac{a}{b} + (\alpha . \beta) R\varepsilon T^2,$$

point neutre :

$$T_0 = \frac{\log b - \log a}{\alpha - \beta}$$
$$\sigma_a = \alpha R\varepsilon T = k_a T$$
$$\Theta_a = \frac{1}{2} \alpha R\varepsilon (T_1^2 - T_2^2)$$
$$E = (\alpha - \beta) R\varepsilon (T_1 - T_2) \left[T_0 - \frac{1}{2}(T_1 + T_2)\right]$$
$$P_a = \alpha R\varepsilon (T_0 - T),$$

c'est-à-dire l'expression des faits thermo-électriques.

Mais le fait que σ est positif pour certains métaux, négatif pour d'autres, que l'effet Hall est petit, amènent M. Lodge à modifier un peu ses hypothèses et à supposer que les deux espèces de corpuscules voyagent avec des vitesses différentes, u et v. La formule qui donne σ devient alors :

$$\sigma = R\varepsilon T \frac{1 - r}{1 + r} \frac{d \log (nT)}{dT} \cdot r \frac{u}{v}.$$

Hypothèse de Helmholtz sur l'attraction de la matière et de l'électricité.

M. Lodge calcule dans cette hypothèse le coefficient Peltier, π. Il suppose que l'énergie u d'affinité dépend de la température absolue θ.

$$u = u_0 + \int \sigma d\theta.$$

Considérant alors un circuit fermé Pt-air-zinc-cuivre-air-Pt, il le fait parcourir par l'unité de charge électrique et écrit que la variation totale d'entropie est égale à o.

On obtient ainsi :

$$\frac{\pi}{\theta} = s_2 - s_1 = \frac{d}{d\theta}(v_2 - v_1)$$

c'est-à-dire :

$$\frac{\pi}{\theta} = \frac{dE}{d\theta}.$$

E étant la force électromotrice totale du circuit, π étant la somme des divers coefficients de Peltier aux diverses surfaces de séparation.

PERREAU.

5e série; t. L. Juillet-octobre 1900.

R.-L. WILLS. — Effects of Temperature on the Magnetic Properties of Iron and Alloys of Iron (Influence de la température sur les propriétés magnétiques du fer et de ses alliages). — P. 1-37.

On sait que l'influence de la température est très différente suivant la valeur du champ magnétisant. L'auteur a étudié avec soin un anneau de fer recuit en mesurant l'induction par renversement (méthode d'Ewing et Klaassen); il a opéré soit à champ constant et à température variable, soit à température constante et champ variable. Du réseau serré de ses résultats il peut déduire deux courbes donnant en fonction de la température; 1° les valeurs du champ pour lesquelles la perméabilité μ est maximum; 2° les valeurs de ces maximum. La première courbe s'abaisse d'une manière continue de 300° à la température critique; la deuxième monte de plus en plus rapidement jusqu'à $\mu = 17.200$ pour 748° et $H = 0^{g},172$, et baisse ensuite très rapidement, suivant une ligne droite presque verticale.

L'auteur a ensuite étudié d'une manière aussi complète des alliages de fer avec : 4,5 p. 100 de tnugstène, 2,6 d'aluminium, 5 de nickel, 9 de chrome, 3 de manganèse et 1 de carbone. Les résultats, d'une manière générale, sont analogues aux précédents.

Ch. MAURAIN

TAYLER. — The Heat of Formation of Alloys (Chaleur de formation des alliages). — P. 37-44.

On a étudié les alliages du plomb avec l'étain, le bismuth ou le zinc, et ceux de zinc avec l'étain ou le mercure. La méthode consistait à dissoudre dans le mercure (*a*) l'alliage, (*b*) le mélange correspondant des deux métaux. En supposant les deux dissolutions finales identiques, la chaleur de formation de l'alliage est la différence des deux chaleurs de dissolution.

Le calorimètre était un tube de verre mince argenté à la surface extérieure, contenant 500 grammes de mercure, placé à l'intérieur d'un autre tube argenté intérieurement et placé lui-même à l'inté-

rieur d'un grand flacon. Le calorimètre était fermé par un bouchon portant un thermomètre, un agitateur, un petit tube destiné à contenir momentanément l'alliage ou le mélange des deux métaux, obtenus préalablement en fils.

Les précautions calorimétriques habituelles étaient prises pour faire la correction de rayonnement. Le mercure était purifié à la manière habituelle.

Avec des alliages contenant des proportions équivalentes des deux métaux, on obtint des nombres du même ordre que ceux donnés par MM. Galt et Baker.

Avec des alliages obtenus en dissolvant une petite quantité q d'un métal dans un grand excès 100 de l'autre, on a obtenu par *gramme d'alliage* des chaleurs de formation très grandes, et la chaleur de formation du poids moléculaire du composé $= \frac{100}{q} \times p$ (p = poids atomique), en supposant que les q grammes du métal sont entrés en combinaison, est considérable.

Voici quelques résultats donnés par M. Tayler, qui, en outre, a calculé la force électromotrice Volta, à laquelle correspondaient ses nombres et mis en regard les valeurs trouvées expérimentalement.

Alliage	Chaleur de formation par gr. d'alliage en calories	Chaleur de formation par poids moléculaire en calories	Volts correspondants calculés	Effet Volta observé	Effet Peltier
Pb + Zn 1,6 % Zn	— 5,8	— 23800	0,53	0,210 (Ayrton Perry)	0,0008
Pb + Zn 23,9 % Zn	— 3,5	— 960	0,02	0,31 (Pellat)	
Pb + Bi 44,4 % Pb	+ 3,8	1400	0,03		0,017
Sn + Zn 8,3 % Zn	6,1	4800	0,10	0,281 (A. P.) 0,35 (Pellat)	0,0009
Pb + Sn					
90 % Sn	3,9	8100	0,18	0,099 (A. P.)	
61,8 % Sn	1,9	1000	0,02	0,04	
21 % Sn	— 0,8	— 450	0,01	(Pellat)	0,00009
5 % Sn	— 1,1	— 2600	0,06	0,10	
2 % Sn	— 1,0	— 6500	0,14		

PERREAU.

C. DAVISON. — Scales of Seismic Intensity (Echelles d'intensité sismique). — P. 44-53.

Des diverses échelles proposées depuis que les observations sismiques ont acquis quelque précision, la plus employée est celle de Rossi-Forel, qui est pour ainsi dire officielle en Suisse, en Angleterre, en Roumanie, en Grèce, en Californie et en Australie. Voici les définitions des divers degrés de cette échelle, le choc est :

1° Enregistré par un seul ou plusieurs sismographes du même modèle, mais non par des sismographes de modèle différent ; choc ressenti par un observateur expérimenté ;

2° Enregistré par des sismographes d'espèce différente ; ressenti par un petit nombre de personnes au repos ;

3° Ressenti par plusieurs personnes au repos ; assez fort pour que la direction et la durée en soient appréciables ;

4° Ressenti par plusieurs personnes en mouvement ; dérangement d'objets mobiles, portes, fenêtres ; craquement de planchers ;

5° Ressenti par tout le monde ; déplacement de meubles ou de lits ; les sonnettes sonnent ;

6° Réveillant tous les gens endormis ; faisant tinter toutes les sonnettes, arrêtant les horloges, faisant osciller les chandeliers, endommageant d'une façon appréciable les arbres ou arbustes ; quelques personnes effrayées quittent leurs maisons ;

7° Renversement d'objets mobiles, chute de plâtres, cloches d'église en branle, panique générale, mais sans dommage sérieux des bâtiments ;

8° Chute de cheminées, craquements dans les murs des maisons ;

9° Destruction partielle ou totale de quelques bâtiments ;

10° Grands désastres, ruines, dérangements des couches stratifiées, fissures de la croûte terrestre, chute de rochers des montagnes.

Le Prof. E.-S. Holden, qui a étudié un très grand nombre de tremblements de terre en Californie, a fait la comparaison des degrés de l'échelle Rossi-Forel et de l'accélération maximum d'un point de la surface terrestre calculé d'après les inscriptions sismographiques. On trouvera les résultats de cette comparaison inscrits dans le tableau ci-dessous, relatif à la correspondance de l'échelle Rossi-Forel et des diverses échelles employées jusqu'à ce jour.

Rossi (3) Rossi-Forel (5)	Mallet (1)	Philippine (2)	Forel (4)	Rockwood (6)	Baratta (7)	Japonaise (8)	Mercalli (9)	Oldham (10)	Britannique (11)	Accélérat. maximum en millimètres par seconde (12)
1	5	»	1-2	»	1	»	1	»	1	20
2	4	1	3	1	2	1	2	5	2	40
3							3		3	60
4		2	4	2	3	2	4	5	4	80
5		3	5	3	4		5		5	110
6		4		4				4	6	150
7			6		5		6		7	300
8	3	5	7	5		3	7-8-9	3	8-9	500
9	2	6	8-9	6	6-7			2	»	1.200
10	1		10		»		10	1	»	»

E. B.

H. NAGAOKA. — Elastic Constant of Rocks and the Velocity of Seismic Waves. (Constantes élastiques des roches et vitesse des ondes sismiques). P. 53-66. —

M. Nagaoka a mesuré la flexion et la torsion de prismes à base carrée, de 1 centimètre de côté et de 15 centimètres de long, pour en déduire le coefficient d'élasticité et le coefficient de Poisson relatifs à ces roches, puis la vitesse de propagation des ondes longitudinales et transversales dans leur intérieur.

Il a d'abord constaté que la plupart des roches, particulièrement

---

(1) Mallet, *The great Neapolitan Earthquake of* 1857, t. II. p. 253-256; 1862.
(2) E. Miguel Saderra Maso, *La Seismologia en Filipinas* (Manila, 1895), p. 21.
(3) Rossi, *Bull. del Vulc. ital.*, anno IV, 1877, p. 39-40.
(4) Forel, *Arch. des Sc. phys. et nat.*, t. VI, p. 465-466; 1881.
(5) M.-S. de Rossi, *Bull. Vulc. ital.*, anno X, p. 67-68, 1883; F.-A. Forel, *Arch. des Sc. ph. et nat.*, t. XI, p. 148-149; 1884.
(6) Prof. C.-G. Rockwood jun., *American Journal of Science*, t. XXXII, p. 7-8; 1886.
(7) M. Baratta, *Il terromoto Veronese del* 7 giugnio 1891, *Ann. dell'Ufficio meteorologico e Geodinamico*, t. XI, p. 19; 1892.
(8) *Report on earthquake observations in Japan*, 1892, p. 10.
(9) Prof. G. Mercalli, *I terremoti della Liguria e del Piemonte*, p. 20; Naples, 1897.
(10) *Mem. Geol. Survey of India*, t. XXIX, p. 42-43; 1899.
(11) Echelle précédemment employée par l'auteur du mémoire.
(12) E.-S. Holden, *Amer. Journ. of Science*, t. XXXV, p. 429; 1888.

parmi les plus anciennes, sont loin de pouvoir être considérées comme isotropes, même quand un premier examen ne manifeste ni clivages ni hétérogénéité apparente. De plus on ne peut les soumettre à un effort un peu énergique sans manifester des effets de viscosité apparente, et des déformations résiduelles parfois considérables, hors de proportion avec celles que présentent les métaux communs. On ne peut donc effectuer de mesures sérieuses qu'en limitant à de très petites valeurs les actions déformatrices employées.

L'auteur a étudié environ 80 échantillons de roches, appartenant à toutes les époques géologiques. Les roches les plus anciennes, qui sont aussi les plus denses, donnent les coefficients d'élasticité les plus élevés. En général, le coefficient d'élasticité croît plus vite que la densité, et par suite, la vitesse de propagation des ondes longitudinales croît avec la densité, c'est-à-dire est la plus grande possible pour les roches les plus anciennes.

Bien entendu il ne faut, d'après l'auteur lui-même, accorder qu'une importance toute relative aux valeurs numériques qu'il publie. Ce ne peuvent être que des indications, eu égard aux défectuosités, déjà signalées, des matières étudiées par M. Nagaoka.

La plus grande vitesse de propagation longitudinale calculée (chlorite schisteuse de Chichibu) est de 7 kilomètres par seconde. Cette vitesse est très inférieure à la vitesse, de 13 kilomètres par seconde, que le professeur Omori attribue à la propagation de la première onde sismique. Si l'accroissement de la vitesse de propagation avec la densité, constatée sur des matériaux de la croûte terrestre enfouis peu profondément, se continue vers les couches de densité supérieure, il se peut que la vitesse de 13 kilomètres par seconde convienne effectivement à des roches suffisamment profondes, bien qu'aucune matière terrestre connue, à l'état où nous l'étudions, ne donne, à beaucoup près, une vitesse de propagation aussi considérable. Dans cette hypothèse, on attribuerait la première secousse, manifestée par les sismographes, à une propagation effectuée à grande profondeur.

La grande diversité des vitesses de propagation, dans les diverses roches, doit avoir pour effet d'étaler l'onde sismique sur une durée d'autant plus grande que l'on s'éloigne davantage du centre d'ébranlement initial. Cette conséquence est confirmée par l'observation.

La différence des vitesses doit aussi provoquer les phénomènes les plus complexes de réflexion et de réfraction ; de telle sorte qu'un

ébranlement primitivement unique peut donner naissance, sur un sismographe éloigné, aux inscriptions les plus embrouillées et les plus bizarres.

E. B.

J.-J. GUEST. — On the Strenght of Ductile-Material under Combined Stress (Sur la résistance des matières ductiles aux déformations complexes).— P. 69-132.

Quand on étire un métal ductile bien homogène, tel que du fer doux ou de l'acier, on constate d'abord que, dans des limites assez larges, l'allongement est rigoureusement proportionnel à la tension, comme on le suppose dans la théorie ordinaire de l'élasticité. Il en est ainsi jusqu'à ce que l'on atteigne un point où le métal commence à céder (*yield-point*). Alors, pour un très faible accroissement de la tension, l'allongement devient subitement très sensible. Si l'échantillon soumis à la traction porte une échelle gravée, celle-ci se craquèle, et l'on observe que les lignes de séparation sont à 45° des génératrices. Cette extension du métal, accompagnée de déchirures superficielles, est fonction du temps. Quand elle a cessé de se produire, on peut encore accroître la tension, et l'allongement augmente, jusqu'à ce qu'enfin la rupture se produise.

Pour l'auteur du mémoire, le point où le métal commence à céder est la vraie limite d'élasticité, qui doit s'introduire dans les calculs de résistance de matériaux. On sait en effet, depuis Wöhler, que l'application répétée d'efforts dépassant à peine ce point finit par provoquer la rupture.

Que se passe-t-il si, au lieu d'une simple traction, un métal est soumis à une torsion, ou simultanément à une pression hydrostatique, à une tension, à une torsion, etc.? Plusieurs opinions, entre lesquelles l'expérience n'a pas encore définitivement prononcé, sont en présence. L'une de ces opinions, c'est que le métal cède lorsque l'une des tensions principales dépasse une limite déterminée, fournie par les expériences de traction : elle est, en général, adoptée par les ingénieurs anglais et américains. La seconde opinion, c'est que le métal cède lorsque la plus grande déformation atteint la limite donnée par les expériences de traction. C'est la théorie de Saint-Venant, généralement adoptée sur le continent. Une troisième hypothèse, proposée par M. Cotterill dans son *Traité de mécanique*

appliquée, c'est que le métal cède quand l'effort de cisaillement atteint une limite déterminée. Les expériences de l'auteur semblent avoir pour but principal d'essayer de trancher le différend.

Il a expérimenté principalement sur des tubes minces d'acier, de cuivre ou de laiton, qu'il dispose dans une machine à essais permettant de les étirer, de les tordre et de les soumettre à l'action d'une pression hydrostatique intérieure, ces divers efforts pouvant être exercés séparément ou simultanément. Une série d'appareils de mesure détermine : 1° l'allongement; 2° la torsion ; 3° la variation de diamètre extérieur; 4° la pression hydrostatique.

Pour déterminer l'allongement, le tube en expérience se trouve saisi entre deux colliers qu'un dispositif spécial permet de fixer à une même distance invariable l'un de l'autre. Un cadre articulé, par le moyen de joints universels, est invariablement fixé par l'extrémité d'un de ses côtés verticaux à l'un des colliers, tandis que l'un de ses côtés horizontaux repose sur un butoir solidaire du deuxième collier. La déformation du cadre est amplifiée par un miroir, dans lequel on observe l'image d'une règle divisée.

La variation du diamètre extérieur du tube se mesure par la déformation d'un collier articulé intermédiaire, muni d'un levier et d'un miroir.

La mesure de la torsion se fait à l'aide de deux miroirs primitivement parallèles, fixés normalement à l'axe, ou à 45° de l'axe, par l'intermédiaire des colliers terminaux. On déduit l'angle final des deux miroirs de l'observation, dans chacun d'eux, de l'image d'une même règle divisée verticale.

La pression hydrostatique se détermine par l'observation d'un manomètre métallique antérieurement comparé à un manomètre à air comprimé. Le manomètre métallique employé par l'auteur est un tube à section elliptique dont l'axe est rectiligne; mais ce tube a été tordu en spirale autour de son axe. L'action d'une pression interne détord le tube d'un angle que l'on mesure à l'aide d'une échelle et d'un miroir.

Les expériences de M. Guest sont décidément incompatibles soit avec l'hypothèse de l'effort principal maximum, soit avec celle de la déformation maximum. En revanche les expériences établissent avec assez de netteté que, quand le métal commence à céder, l'effort de cisaillement maximum ne s'éloigne pas trop d'une limite déterminée. Toutefois cette limite se montre constamment plus élevée quand le

cisaillement résulte d'une torsion que quand il provient d'un allongement.

Dans la pratique, quand il s'agit de pièces métalliques supportant des efforts de traction et de torsion simultanés, les anciennes théories conduiraient à donner aux pièces de trop faibles dimensions. On devra s'en tenir à la règle du plus grand effort de cisaillement.

E. B.

J. TROWBRIDGE. — The Production of the X-Rays by a Battery Current (Production des rayons X au moyen du courant d'une batterie d'accumulateurs). P. 132-135.

M. Trowbridge dispose d'une batterie de 20.000 accumulateurs. En les reliant directement à un tube de Crookes, avec une résistance d'eau distillée d'environ 4.10^6 ohms (ce qui donne 3 à 4 milliampères), il obtient des rayons X d'un grand éclat permettant d'avoir, par exemple, des négatifs où les ligaments et les muscles sont très nettement dessinés.

Tout bruit est supprimé, et on a surtout le grand avantage de pouvoir régler à volonté le voltage qu'on peut réduire, du reste, à 20.000 volts et qu'on pourrait même abaisser davantage avec un tube convenable. Mais le courant ne s'établit qu'à condition qu'on ait échauffé le tube, qui s'excite brusquement dès qu'on a porté l'anticathode au rouge cerise. Si l'on pousse jusqu'au rouge blanc, la résistance du tube diminue, probablement par suite d'un dégagement de gaz primitivement occlus dans les électrodes et le verre, et le rayonnement s'affaiblit; on voit naître, du reste, dans ces conditions, un nuage bleu qui part de l'anode et gagne tout le tube, quand on augmente graduellement l'intensité du courant.

M. Trowbridge a étudié, incidemment, le rôle de l'occlusion des gaz dans des tubes où la pression était de 1 à 2 millimètres et a constaté qu'en faisant varier l'intensité du courant, on modifie l'éclat et la forme des stratifications.

H. Bagard.

Lord RAYLEIGH. — On Approximately Simple Waves (Sur des ondes approximativement simples). — P. 135-139.

Une onde *absolument* simple doit durer indéfiniment sans variation de phase ou d'amplitude. On pourra appeler des ondes *approximativement simples* si, pour une succession très grande, elles ne

diffèrent que peu d'un train d'ondes simples : les changements d'amplitude et de fréquence ne sont pas alors exclus, s'ils arrivent lentement. On peut restreindre la définition en fixant la fréquence et n'admettant que des variations d'amplitude. La phase varie toujours. Lord Rayleigh étudie ensuite des ondes H cos $pt +$ K sin pt, où H et K sont des fonctions de t.

PERREAU.

R. BEATTIE. — The Spark-Length of an Induction-Coil (Longueur d'étincelle d'une bobine d'induction). — P. 139-148.

La longueur de l'étincelle obtenue au secondaire, lors de la fermeture du primaire, est sensiblement proportionnelle à la force électromotrice primaire.

Lors de la rupture, d'abord sans condensateur en dérivation sur l'interrupteur, la longueur de l'étincelle dépend :

1° De la matière des pôles de l'interrupteur : certaines substances, comme le platine, donnent une étincelle beaucoup plus longue, toutes choses égales, que d'autres qui, comme le charbon, se désagrègent et donnent facilement un arc qui retarde la rupture ;

2° De la vitesse avec laquelle est produit le mouvement de l'interrupteur ; l'étincelle est, naturellement, d'autant plus longue que ce mouvement est plus rapide ;

3° De la grandeur de la force électromotrice employée dans le primaire : il semble *a priori* qu'une augmentation de cette force électromotrice, favorisant le maintien de l'arc, doit raccourcir l'étincelle, et c'est ce qui arrive si les pôles de l'interrupteur sont en platine ou en cuivre ; mais avec le charbon, le zinc et le plomb, la longueur de l'étincelle peut, au contraire, augmenter dans ces conditions, quand le mouvemenl de t'interrupteur est lent.

La présence d'un condensateur entraîne, comme on sait, une augmentation considérable de la longueur d'étincelle. Il y a une certaine valeur de la capacité qui donne une longueur maximum (Mizuno); il semble à M. Beattie que cette valeur critique varie très peu avec la force électromotrice employée, tandis que la nature de l'interrupteur a une grande influence, cette valeur devenant plus grande avec les substances qui se désagrègent facilement.

H. BAGARD.

WOOD. — **Photography of Soundwaves and the Kinematographie Demonstration of the Evolution of Reflected Wave fronts (Photographies d'ondes sonores et démonstration cinématographique de la transformation d'ondes réfléchies). — P. 148-156.**

M. Wood a photographié à nouveau, au moyen d'un miroir concave et avec une modification du dispositif expérimental, les cas de propagation d'ondes sonores étudiés déjà par lui auparavant [1].

En outre, pour montrer la transformation d'une onde par réflexion, il a fait un grand nombre de dessins représentant l'onde à différents moments, qu'il a ensuite photographiés sur une bande pelliculaire. Avec un cinématographe, on assiste alors à la transformation de l'onde.

PERREAU.

L.-T. MORE. — **On the Supposed Elongation of a Dielectric in an Electrostatic Field (Sur l'allongement supposé d'un diélectrique dans un champ électrostatique). — P. 198-210.**

M. More a repris l'étude des déformations électriques des diélectriques solides en évitant, autant que possible, toute charge « libre ou apparente » sur la surface du diélectrique. A cet effet, il sépare le tube de verre ou d'ébonite, sur lequel il opère, des armatures métalliques par un diélectrique liquide ayant une constante diélectrique voisine de celle du solide.

L'observation des variations de longueur repose sur l'emploi d'un système de leviers optiques amplificateurs permettant d'apprécier une variation d'environ 4.10^{-6} millimètres. Il faut tenir compte d'une cause d'erreur due à une courbure latérale du tube, lors de la charge.

Dans ces expériences, qui paraissent conduites avec beaucoup de soin, l'auteur n'a observé aucune variation de longueur en opérant sur quatre tubes de verres différents et sur un tube d'ébonite, alors que, d'après les résultats de Righi et de Quincke, en particulier, il aurait dû obtenir un allongement très sensible.

La conclusion, conforme à celle de Röntgen, est que les déformations observées antérieurement doivent être attribuées, d'une part, à une compression résultant de l'attraction entre les charges déve-

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 627.

loppées sur les deux faces du diélectrique, et, d'autre part, à l'échauffement qui accompagne toujours la charge.

M. More pense donc que la tension de l'éther, représentée par la formule de Maxwell $\frac{KH^2}{8\pi}$ ne détermine pas une déformation mécanique du diélectrique; que, du moins, si une telle action existe, elle doit être extrêmement petite, puisqu'elle échappe à l'observation. Il montre aussi que le phénomène de la double réfraction diélectrique de Kerr ne peut être invoqué pour justifier l'hypothèse d'une telle action mécanique.

Dans un appendice, M. More reconnaît une erreur qu'il a commise dans un travail précédent sur la dilatation des fils de fer, lors de l'aimantation [1], et qui lui a été signalée, en particulier, par M. Ewing.

H. Bagard.

K. TSURUTA. — On some Effects of Twist on the Thermo-electric Qualities of Iron (Sur certains effets de la torsion sur les propriétés thermoélectriques du fer). — *Phil. Mag.*, (V), t. L, p. 223-231 ; 1900.

Ces expériences sont encore incomplètes, et plutôt qualitatives ; en même temps que la torsion agissait toujours une certaine tension longitudinale. Les résultats mettent en évidence une hystérésis dans l'action de la torsion ; les courbes d'hystérésis sont complexes, mais symétriques par rapport à l'axe de torsion nulle ; le sens de l'hystérésis peut varier ; par exemple, une tige ayant subi successivement des torsions :

$$\pm 10\,\frac{2\pi}{5}, \qquad \pm 8\,\frac{2\pi}{5}, \qquad \pm 6\,\frac{2\pi}{5}, \qquad \pm 4\,\frac{2\pi}{5},$$

donnent chacune une courbe d'hystérésis; dans la première courbe, la première branche de retour est au-dessus de celle d'aller ; dans la deuxième, elle est très peu au dessus ; dans la troisième, elle coupe deux fois celle d'aller ; dans la quatrième, elle est nettement au dessous. L'effet des vibrations est, comme d'ordinaire, de réduire l'hystérésis.

Ch. Maurain.

---

[1] *Phil. Mag.*, 1895.

Dr. J.-H. GLADSTONE. — On the Want of Uniformity in the Action of Copper-Tin Alloys on Nitric Acid (Sur le manque d'uniformité dans l'action de l'acide nitrique sur les alliages cuivre-zinc). — *Phil. Mag.*, (V), t. L, p. 231-237; 1900.

Parmi les méthodes qu'on peut employer pour étudier la chaleur de formation des alliages est la suivante : On fait agir sur eux un corps auxiliaire, on mesure la chaleur de réaction ; puis on fait agir le même corps sur de simples mélanges des mêmes métaux, ayant exactement la composition des alliages ; la différence des nombres obtenus semble représenter la chaleur de formation de l'alliage. Des expériences de ce genre ont été faites par MM. Galt et Baker sur les alliages zinc-cuivre, en utilisant l'action de l'acide nitrique. Mais M. Gladstone montre que les produits des deux séries de réactions ne sont pas les mêmes, de sorte qu'on ne peut comparer d'une manière précise les quantités de chaleur dégagées ; de plus il y a incertitude sur les chaleurs de réaction de l'acide nitrique sur les deux métaux purs. M. Gladstone discute les renseignements qu'on peut cependant déduire des résultats obtenus. Il pense qu'il faudrait opérer avec un corps auxiliaire dont l'action serait moins complexe que celle de l'acide nitrique.

Ch. Maurain.

WILSON. — On the Velocity of Solidification and Viscosity of Supercooled Liquids (Vitesse de solidification et viscosité de liquides surfondus). — P. 238-251.

Dans un travail antérieur, M. Wilson a établi la formule :

$$v = \frac{F}{A\alpha}\frac{\theta_0 - \theta}{\theta_0}$$

v = vitesse de solidification, F = chaleur de fusion de 1 gramme du solide, A = force nécessaire pour imprimer l'unité de vitesse à 1 gramme du liquide se diffusant à travers lui-même, α = épaisseur de la couche moléculaire à la surface de séparation du liquide et du solide, θ_0 le point de fusion, θ la température actuelle à la surface de séparation du liquide et du solide.

La formule peut encore s'écrire en supposant F et α constants et A proportionnel à la viscosité V du liquide, et posant $\theta_0 - \theta = s$:

$$v = C\frac{s}{V}, \qquad \text{C étant une constante,}$$

M. Wilson a fait des expériences pour vérifier cette formule. On a d'abord employé le salol, qui se solidifie très lentement.

Il était placé dans un tube en U, dans une des branches duquel se trouvait une pince thermoélectrique fer-nickel, reliée à un galvanomètre.

Le salol était fondu en plongeant le tube dans l'eau chaude; on le laissait ensuite refroidir lentement en provoquant la cristallisation dans la branche du tube ne contenant pas la pince thermoélectrique. On notait alors à chaque instant simultanément la température et la distance de la pince à la surface de séparation du solide et du liquide.

Voici les résultats d'une expérience :

Température du bain	Élévation maximum observée	Température du début de la solidification	Vitesse v de solidification min. par min.
31°,5	3°,3	34°,8	1,3
27°,5	5°,6	33°,1	2,4
22°,0	9°,0	31°,0	3,4
17°,0	8°,9	25°,9	3,9
11°,5	9°,0	20°,5	4,1

On mesura la viscosité à différentes températures, à la manière habituelle. On obtint les nombres suivants :

Salol : Point de fusion, 41°; densité, 1,195 à 35°.

Température	Viscosité.
42°	7,27
35,9	9,57
29	13,57
25	17,05
19,5	25,29
15	31,60

La formule $v = C\frac{s}{V}$ est sensiblement d'accord avec les expériences. D'autres expériences, faites avec l'anhydride benzoïque, le benzophénol, l'azobenzol, qui se solidifient plus rapidement, ont donné une moins bonne concordance.

PERREAU.

ROSE-INNES. — Theory of the Constant volume Gas thermometer (Théorie du thermomètre à gaz à volume constant). — P. 251-260.

Posant $\psi = pv$, l'auteur remplace l'équation habituelle :

$$t\left(\frac{dv}{dt}\right)_p - v = \mathrm{J}k\,\frac{\partial t}{dp}.$$

par

$$t\left(\frac{dp}{dt}\right)_v - p = -\left[\mathrm{J}k\,\frac{\partial t}{\partial p} + \left(\frac{d\psi}{dp}\right)_t\right]\left(\frac{dp}{dv}\right)_t$$

et en prenant pour $\left(\frac{dp}{dv}\right)_t$ la valeur approchée $-\frac{\mathrm{R}t}{v^2}$, par

$$t\left(\frac{dp}{dt}\right)_v - p = \left[\mathrm{J}k\,\frac{\partial t}{\partial p} + \left(\frac{d\psi}{dp}\right)_t\right]\frac{\mathrm{R}t}{v^2}.$$

Les termes entre parenthèses étant très petits, comme on sait, pour l'hydrogène, l'azote, l'air.

En traitant l'hydrogène comme un gaz parfait, les expériences de M. Chappuis donnent, pour le point de congélation de l'eau sous la pression de 1 mètre de mercure, 273°,034.

L'auteur, en appliquant sa formule et utilisant, d'une part, les résultats donnés par Joule et lord Kelvin et, d'autre part, ceux donnés par M. Amagat, trouve le nombre 273°,157.

Supposons que $-\mathrm{J}k\,\frac{\partial t}{\partial p}\left(\frac{dp}{dv}\right)_t - \left(\frac{d\psi}{dv}\right)_t = \frac{\lambda}{v^2}$ (λ = constante) ; et négligeant les carrés de $\left(\frac{d\psi}{dp}\right)_t$ et de $\mathrm{J}k\,\frac{\partial t}{\partial p}$, l'auteur trouve, comme équation caractéristique des gaz :

$$p = \frac{\mathrm{R}t}{v - \mathrm{B}} - \frac{\lambda}{v^2}.$$

L'auteur fait observer que les expériences de Joule et de lord Kelvin, sur le travail interne des gaz, ne se traduisent pas par la même condition. S'il n'y a pas d'élévation de température, celles de Joule donnent $t\left(\frac{dp}{dt}\right)_v - p = o$, celles de lord Kelvin $t\left(\frac{dv}{dt}\right)_p - v = o$, qui n'est pas nécessairement la même.

PERREAU.

P.-E. SHAW. — Some Lecture Experiments illustrating Syntony (Quelques expériences de cours sur la résonance). — P. 283-290.

M. Lodge a montré qu'on pouvait utiliser l'induction entre deux circuits en résonance, c'est-à-dire où peuvent se produire des courants oscillants de même fréquence, pour transmettre des signaux télégraphiques à distance [1]. On peut faire parler un téléphone actionné par le circuit secondaire. L'auteur décrit une modification des appareils de M. Lodge avec laquelle on obtient, à plus faible distance il est vrai, des sons beaucoup plus intenses, qu'on peut faire entendre dans toute une salle. Ch. MAURAIN.

SYDNEY YOUNG. — On the Law of Cailletet and Mathias and the critical Density (Sur la loi de Cailletet et Mathias et la densité critique). — P. 291-305.

Le point de départ de ce travail est le mémoire relatif à la constante a des diamètres rectilignes paru dans ce recueil [2] et dans lequel j'ai essayé de montrer qu'on pouvait calculer cette constante et la densité critique Δ, connaissant : 1° deux valeurs ou plus de la densité du liquide à des températures inférieures ou égales au point d'ébullition normale ; 2° la température critique ; 3° la densité de vapeur du corps considéré ; 4° la marche approximative de la tension de vapeur avec la température.

Cette méthode, dans le cas du décane normal, a conduit à des valeurs de a et de Δ qui ne cadrent pas bien avec celles des hydrocarbures inférieurs ; cette divergence est due à la courbure, très appréciable à basse température, du diamètre du décane, courbure que les densités de liquide employées ne mettaient pas nettement en évidence, mais qui n'en rendait pas moins la méthode inapplicable, puisqu'elle suppose l'exactitude de la loi du diamètre rectiligne.

Dans les quelques trente corps étudiés avec un soin extrême par M. S. Young, seul ou en collaboration avec ses élèves, la loi du diamètre rectiligne avait été vérifiée entre le point d'ébullition normale et la température critique, avec des écarts qui étaient, en général, de l'ordre de grandeur des erreurs d'expérience ou même moindres. Dans le cas du pentane normal, les expériences de l'auteur furent

---

[1] O. LODGE, *Journal of the Institution of Electrical Engineers*, février 1899.
[2] E. MATHIAS, *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 407 ; 1899.

poussées depuis 0°,05 de la température critique jusqu'à 0°, le point d'ébullition normale étant 36°,3 ; dans cet intervalle de près de 200°, la loi du diamètre rectiligne fut vérifiée admirablement [1]. On s'explique la singularité présentée par le décane normal si, dans la construction du diamètre de la courbe des densités, on fait intervenir les densités de liquide prises au-dessous du point d'ébullition normale ; on voit alors apparaître une courbure très nette du diamètre sur laquelle j'ai appelé l'attention dans le cas particulier des ammoniaques composées, mais que j'avais mise sur le compte de perturbations dues à la proximité du point de solidification. Pour M. S. Young, la courbure du diamètre est un fait général, seulement cette courbure est excessivement faible entre le point critique et le point d'ébullition normale, tandis qu'elle est assez prononcée en dessous de ce dernier point, la courbure conservant le même signe dans toutes les parties du diamètre.

Le résultat le plus important obtenu par M. S. Young consiste en ceci, que la courbure du diamètre change de signe en même temps que l'expression $\frac{\Delta}{\Delta'} - 3,77$, dans laquelle $\frac{\Delta}{\Delta'}$ est le rapport de la densité critique Δ à la densité théorique Δ' au point critique et $3,77 = \frac{8}{3}\sqrt{2}$ la valeur de ce rapport pour les substances qui ne présentent ni dissociation ni polymérisation lorsque la température varie. Comme la valeur de a suit une marche tout à fait parallèle à celle de $\frac{\Delta}{\Delta'}$, il s'en suit que la courbure générale du diamètre est d'autant plus faible que $\frac{\Delta}{\Delta'}$ est plus près de la valeur normale 3,77 et que a est plus voisin de la valeur 0,93.

Le diamètre est rigoureusement rectiligne pour la valeur normale $\frac{\Delta}{\Delta'} = 3,77$, et l'on a alors $a = 0,93$ (c'est le cas du pentane normal). Lorsqu'on a $\frac{\Delta}{\Delta'} < 3,77$, on a aussi $a < 0,93$, et le diamètre est concave vers l'axe des températures ; pour $\frac{\Delta}{\Delta'} > 3,77$, on a $a > 0,93$, et le diamètre tourne sa convexité vers l'axe des abscisses.

Les recherches de M. S. Young ne diminuent pas l'importance

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 2ᵉ série, t. VI, p. 441 ; 1897.

pratique de la loi du diamètre rectiligne appliquée entre le point d'ébullition normale et le point critique, car l'erreur commise sur la densité critique obtenue ainsi ne dépasse pas *un millième* dans la plupart des cas. Pour ce qui est de la valeur théorique de cette loi, elle reste entière, car en liant indissolublement la valeur normale 3,77 du rapport $\frac{\Delta}{\Delta'}$ (loi de S. Young) à la vérification rigoureuse et absolue du diamètre rectiligne, M. S. Young démontre ce que je n'ai cessé de répéter, à savoir que la loi du diamètre rectiligne caractérise l'état régulier et normal de la matière. Cet état normal correspondant à une valeur de a nettement plus petite que l'unité (0,93) montre une fois de plus que la formule de Thorpe et Rucker manque de généralité, conclusion à laquelle je suis arrivé dans le mémoire qui a été le point de départ du beau travail de M. S. Young.

E. Mathias.

J. STEVENSON. — The Chemical and Geological History of the Atmosphere. I. The History of free Oxygen' (Histoire chimique et géologique de l'atmosphère. I. Histoire de l'oxygène libre). — P. 312-323 et 399-407.

Les géologues considèrent comme certain que le carbone des charbons fossiles provient d'acide carbonique libre dans l'atmosphère, ou dissous dans les eaux de l'océan, à des époques anciennes ; et que, si tout cet acide carbonique avait été présent à la fois dans l'atmosphère, celle-ci aurait été beaucoup plus riche en acide carbonique qu'elle ne l'est aujourd'hui. Il est d'ailleurs évident que la décomposition de l'acide carbonique par les végétaux a dû mettre en liberté, aux époques géologiques anciennes, une quantité d'oxygène correspondante à la quantité de carbone libre de tous nos dépôts de combustibles. Par suite l'atmosphère a dû s'enrichir en oxygène.

On connaît, d'autre part, les causes qui tendent à appauvrir l'atmosphère en oxygène, et à l'enrichir en acide carbonique, et l'on comprend que les chimistes aient pu discuter, pour savoir si ces causes inverses s'équilibrent à quelque degré. Toutefois le fait énoncé dans le paragraphe précédent est indéniable, et il est légitime de se demander quelle est la quantité totale de combustibles carbonés contenue dans l'écorce du globe et quel rapport il y aurait entre la

masse d'oxygène correspondante et celle qui existe effectivement, à l'heure actuelle, dans notre atmosphère.

On conçoit combien il est difficile de répondre à cette question d'une manière quelque peu précise. Voici, parmi bien d'autres, l'un des calculs assez concordants, auxquels se livre l'auteur du mémoire. La région la mieux explorée du globe, au point de vue des richesses minières, est probablement l'Angleterre. Un rapport officiel estime que les seuls dépôts de charbon ayant plus d'un pied d'épaisseur et situés à moins de 4.000 pieds de profondeur représentent 146 mille millions de tonnes, et les dépôts plus profonds, 48 mille millions de tonnes; en tout 200 mille millions de tonnes, en nombre rond. Si l'on ajoute à cela les dépôts ayant moins de un pied d'épaisseur et les autres matières carbonées, disséminées un peu partout dans les roches, que l'on comptera pour 100 mille millions de tonnes, on arrive, pour le Royaume-Uni, à un chiffre total de 300 mille millions de tonnes. Or le Royaume-Uni représente la 1.630^{e} partie de la surface terrestre. La masse totale de carbone ainsi calculée pour l'écorce terrestre entière atteindrait 489 millions de millions de tonnes.

D'autre part, la masse totale de l'atmosphère est de 5.200 millions de millions de tonnes et contient 1.200 millions de millions de tonnes d'oxygène. La quantité de carbone que cet oxygène serait susceptible de convertir en acide carbonique serait de 450 millions de millions de tonnes. Il est remarquable que ce chiffre se confond presque avec celui que nous venons de calculer pour les dépôts de carbone terrestres.

Sans qu'il soit besoin de faire ressortir ce que cette coïncidence de chiffres a d'aléatoire et de fortuit, on ne peut s'empêcher de reconnaître qu'elle révèle du moins l'importance de la cause invoquée par l'auteur du mémoire. Concluons qu'il n'est, tout au moins, pas absurde d'imaginer qu'à l'époque où se sont formés les plus anciens sédiments, l'atmosphère terrestre ne renfermait pas, ou renfermait très peu d'oxygène, et que la provision actuelle d'oxygène, emmagasinée dans l'atmosphère, provient uniquement de l'action du soleil sur les parties vertes des anciens végétaux, dont la décomposition a produit la houille et les autres dépôts de combustibles.

On peut aussi remarquer que l'incomplète oxydation des roches primitives serait difficilement compatible avec l'existence d'une atmosphère aussi riche en oxygène que l'est la nôtre.

Les météorites sont les débris de corps dont la densité moyenne

s'écarte peu de celle de la terre et qui, dans le système solaire, ont des orbites peu éloignées de la nôtre; ils sont formés de matières toujours très incomplètement oxydées. Les gaz libres, qu'on peut y rencontrer occlus, sont de l'hydrogène ou des carbures d'hydrogène; mais on n'y rencontre pas d'oxygène libre. Les mêmes remarques s'appliquent aux gaz occlus dans les roches primitives.

Ces divers arguments convergent tous vers une conclusion commune, qui est celle du mémoire de M. Stevenson. L'oxygène atmosphérique a pour principale origine l'action chlorophyllienne des végétaux anciens, et sa masse est en rapport intime avec celle des combustibles carbonés accumulés dans le sol.

E. B.

H.-S. ALLEN. — On the Motion of a Sphere in a Viscous Fluid (Le mouvement d'une sphère dans un fluide visqueux). — P. 323-338 et 519-534.

Étude expérimentale du mouvement rectiligne vertical de petites bulles d'air sphériques (ascension) et de petites sphères solides (ascension ou chute), à travers un liquide visqueux supposé indéfini [1]. Les résultats sont surtout relatifs à la vitesse constante finale, acquise en pratique au bout de peu d'instants, quand la résistance est devenue égale à la force ascensionnelle (ou bien au poids apparent). Les vitesses étant parfois très grandes (billes d'acier tombant dans l'eau), on les mesurait avec précision par la chronophotographie sur plaque fixe, à l'aide d'un dispositif automatique à relais et à électro-aimants.

Les bulles d'air, à condition qu'on puisse négliger leurs variations de forme et de volume, ont présenté des vitesses identiques à celles de sphères solides ayant même diamètre et même force ascensionnelle.

La loi de la résistance au mouvement dépend de la vitesse :

1° Quand le mouvement est très lent, on trouve que la vitesse finale varie, toutes choses égales, comme le carré du rayon des sphères; on en conclut que la résistance est proportionnelle à la vitesse V,

[1] En réalité, les vases contenant le liquide avaient, dans certains cas, des dimensions transversales trop faibles pour que l'action des parois fût négligeable. On eût pu en tenir compte à l'aide des résultats de Trouton (*Proc. Roy. Soc. of London*, t. LIV, p. 12-25; 1893), qui a étudié systématiquement l'influence du diamètre de tube sur la vitesse des bulles.

comme l'indique la théorie de Stokes, à condition de supposer nul le glissement à la paroi solide;

2° Si le rayon des sphères n'est pas extrêmement petit (s'il est, par exemple, supérieur à 0°,01 pour les bulles d'air dans l'eau), la vitesse finale varie proportionnellement au rayon, diminuée d'une constante; il en résulte que la résistance est alors proportionnelle à V^2;

3° Enfin, pour les très grandes vitesses (billes d'acier tombant dans l'eau), la loi du mouvement pendant la période variable, conduit à admettre une résistance indépendante de la viscosité, proportionnelle à chaque instant à V^2. C'est la loi de résistance qu'avait trouvée Newton pour la chute des corps pesants à travers un fluide visqueux.

H. Bénard.

E.-H. BARTON et L. LOCONDS. — Reflexion and Transmission by Condensers of Electric Waves along Wires (Etude des ondes électriques, se propageant le long de fils, réfléchies et transmises par un condensateur). — P. 357-392.

Les deux armatures du condensateur sont en communication respectivement avec les deux fils, à une grande distance de l'excitateur; à une grande distance au-delà du condensateur est un pont conducteur. Les auteurs, étudient d'abord par la théorie, les ondes réfléchies et transmises. La « courbe d'interférence », représentant la superposition des ondes directes et réfléchies, a la forme d'une sinusoïde amortie; sa longueur d'onde doit être la moitié de celle de l'onde incidente, et le décrément logarithmique doit être le même que pour l'onde incidente. Pour vérifier ces conclusions théoriques, les auteurs ont étudié les indications d'un électromètre déplacé en avant du condensateur; les quadrants communiquent avec les deux fils de propagation. Les expériences ont été faites avec trois condensateurs différents (réflexion et transmission) et aussi avec un pont conducteur mis à la place du condensateur. Dans la plupart des expériences, les déviations observées en présence d'un condensateur se sont trouvées plus faibles que celles qu'on déduisait de la théorie en partant des déviations observées sans condensateurs; mais l'accord a été trouvé très bon entre la théorie et l'expérience en ce qui concerne les amplitudes des variations de la courbe d'interférence et les changements de phase introduits par la réflexion.

Ch. Maurain.

W.-F. SHEPPARD. — On the Tabulation of certain Frequency-Distribution (Sur le procédé de calcul relatif à certains cas de distribution). — P. 393-398.

La courbe de distribution s'obtient, comme on sait, en prenant sur l'axe des abscisses des longueurs proportionnelles aux intervalles entre lesquels sont réparties les valeurs de la quantité considérée, construisant sur chaque intervalle, comme base, un rectangle dont l'aire représente le nombre des valeurs comprises dans cet intervalle, et traçant une courbe qui coupe chacune des bases supérieures de ces rectangles, de manière à ajouter une surface égale à celle qu'elle enlève. Dans les calculs relatifs aux puissances moyennes, on prend ensuite les nombres de valeurs correspondant aux aires limitées par des ordonnées équidistantes. Mais, quand l'une des ordonnées limites, ou les deux, peut être considérée comme infinie par rapport à certaines, il vaut mieux prendre les nombres de valeurs de la variable qui correspondent à des aires égales de la surface de la courbe de distribution, supposée divisée en 10 ou 100 parties, par exemple. L'auteur donne des exemples de ce procédé de calcul.

Ch. Maurain.

R.-J.-A. BARNARD. — The Annual March of Temperature to Melbourne (Marche annuelle de la température à Melbourne). — P. 408-409.

Les courbes publiées par l'auteur résultent de quarante années d'observations, de 1859 à 1899. Elles indiquent un climat analogue à celui de l'Europe; mais les variations brusques de température y sont moins importantes.

Parmi les analogies de détail, M. Barnard signale le refroidissement qui marque, en Europe, la seconde quinzaine de mars. Les courbes de Melbourne montrent aussi très nettement un minimum secondaire, le 19 mars, suivi d'un maximum secondaire de 2°,5 plus élevé, vers le 25 ou le 26 mars.

E. B.

R.-T. GLAZEBROOK. — Notes on the Measurement of some Standard Resistances (Sur la mesure des résistances-étalons). — P. 410-416.

M. Glazebrook décrit plusieurs méthodes qu'il a employées concurremment pour étalonner des bobines de résistances nominales de 10,

100 et 1.000 ohms. Ces bobines étaient faites d'alliage Pt-Ag, dont le coefficient de variation avec la température est d'environ 0,00028 par degré centigrade. Les différentes méthodes en question ont donné des valeurs concordantes à 2 ou 3 cent millièmes près; l'incertitude de la température est la cause d'erreur la plus importante.

H. BAGARD.

H.-E. WIMPERIS. — Experiments on Elasticity of Wires (Expériences sur l'élasticité des fils). — P. 416-420.

Expériences réalisées par l'ingénieuse méthode de M. Searle ([1]), mais avec des fils en général plus gros, et, par conséquent, avec un appareil de plus grandes dimensions.

Les valeurs du coefficient de Poisson σ ainsi déterminées sont les suivantes :

Matière.	Diamètre en pouces.	σ	Température en degrés Fahrenheit.
Laiton doux	0,1042	0,429	54°
Laiton plus dur	0,1652	0,461	60°
Cuivre doux	0,1342	0,301	60°
Tube de cuivre	0,2564 ext. 0,175 int.	0,274	»
Fil de fer	0,1040	0,270	59°
Fil de fer	0,1581	0,239	58°

M. Searle avait obtenu quelques valeurs de σ supérieures à 0,5, ce qui ne se présente pas ici. M. Wimperis pense que le diamètre différent des fils employés peut être pour quelque chose dans ce désaccord.

E. B.

P. CHAPPUIS. — Notes on gas Thermometry (Remarques sur les thermomètres à gaz). — P. 433-442.

Par la comparaison des thermomètres à azote et à hydrogène sous volume constant, l'auteur arrive à la conclusion qu'au-dessus de 100°, l'azote se comporte comme un gaz parfait et que les divergences entre son échelle thermométrique et l'échelle normale des températures deviennent négligeables au-delà de cette température.

([1]) *Trav. et Mém. du Bureau int. des P. et M.*, t. XII; — *Phil. Trans. R. S.*, 1900, A, 253, p. 37.

La valeur obtenue par MM. Chappuis et Harker [1] pour le point d'ébullition du soufre étant 445,2, tandis que MM. Callendar et Griffiths avaient trouvé pour ce point 444,5, M. Chappuis fait observer que cette divergence peut être attribuée en partie au fait que MM. Callendar et Griffiths ont employé, pour la mesure des températures, un thermomètre à air sous pression constante, dont l'échelle diffère sensiblement de la température normale. En outre le coefficient de dilatation du gaz déterminé par eux, $\alpha = 0{,}0036749$, est vraisemblablement trop fort.

La dilatation du réservoir thermométrique, dont la détermination est fort difficile aux températures élevées, pourrait aussi expliquer l'écart indiqué entre les résultats de MM. Callendar et Griffiths et ceux de MM. Chappuis et Harker.

L'auteur montre qu'en effet les mesures de dilatation faites par M. Bedford sur un tube de porcelaine de Bayeux, en employant la méthode du comparateur, suivie par MM. Callendar et Griffiths, donnent pour le terme en t^2 du coefficient de dilatation une valeur sensiblement plus faible que celle obtenue au dilatomètre Fizeau par lui-même, sur un échantillon du même tube de porcelaine.

Le point d'ébullition du soufre $T_s = 444{,}5$, obtenu par MM. Callendar et Griffiths, ayant servi jusqu'ici à l'étalonnage des thermomètres à résistance de platine, il importe de connaître les corrections à ajouter aux températures ainsi déduites pour les rapporter à la nouvelle échelle des températures fondée sur l'adoption de $T_s = 445{,}2$. Les corrections suivantes sont tirées du tableau calculé par M. Chappuis.

Temp.	Corrections.
0	0,00
100	0,00
200	+ 0,08
300	+ 0,25
400	+ 0,52
500	+ 0,89
600	+ 1,39

P. CHAPPUIS.

[1] Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. IX, p. 413; 1900.

DRUDE'S ANNALEN ;

T. III ; n° 10, 1900.

G. TAMMANN. — Ueber die Grenzen des festen Zustandes, V (Sur les limites de l'état solide, V).

Dans ce mémoire, l'auteur décrit les mesures directes qu'il a faites jusqu'à la pression de 1.200 kilogrammes de la chaleur de fusion du benzol ; il indique les dimensions que doit avoir le vase d'acier, dans lequel est contenue la substance, pour que sa capacité calorifique ne soit pas trop grande pour rendre illusoire une expérience calorimétrique. Le résultat de ces expériences est le suivant :

Entre 1 et 1.200 kilogrammes de pression par centimètre carré, la chaleur de fusion du benzol prise le long de la courbe de fusion ne varie pas d'une manière appréciable ; cette variation est plus petite que 0,1 0/0 de la chaleur de fusion.

M. Tammann a également mesuré directement la variation de volume qui accompagne la fusion. Voici le principe de son expérience : La substance étudiée est placée dans un vase convenable avec un liquide destiné à transmettre les pressions ; ce vase communique avec un cylindre dans lequel se meut un piston. La substance étant tout entière à l'état cristallin, on détermine la position du piston au début de l'expérience, l'appareil entier étant plongé dans un bain à température constante. Quand la substance est complètement fondue, on détermine la course du piston ; elle donne la variation de volume cherchée. Ce principe si simple comporte dans l'application de graves difficultés que l'auteur signale. Il a opéré sur le benzol, la naphtaline, le phosphore ; il a déterminé la variation de volume qui se produit, lors de la transformation du soufre rhombique en soufre monosymétrique ; il a étudié le diméthyléthylcarbinol ; les résultats de ces mesures sont représentés par des formules empiriques et par des courbes.

Le mémoire se termine par une représentation géométrique des divers états gazeux, liquide, amorphe et cristallin. Ces considérations ont été développées avec une grande netteté dans l'excellent article publié par M. J. Perrin dans la *Revue générale des Sciences* 30 novembre 1900) ; la forme perspective de la surface d'équilibre se

trouve dans le premier volume des rapports présentés au Congrès de Physique de 1900.

L. Marchis.

H. KAYSER. — Normalen aus den Bogenspectrum des Eisens (Longueurs d'onde des lignes du spectre de l'arc du fer). — P. 193-203.

L'auteur a déterminé les longueurs d'onde d'un très grand nombre de lignes du spectre de l'arc du fer. Il a opéré sur des photographies de spectres normaux et procédé par interpolation en utilisant les mesures exactes antérieures de Rowland; l'erreur moyenne des nombreuses valeurs qu'il publie ne dépasserait pas 0,003 U. A.

H. Bagard.

A.-H. BUCHERER. — Zur Theorie der Thermoelektricität der Elektrolyte (Sur la théorie de la thermoélectricité des électrolytes). — *Drude's Ann. der Physik*, t. III, p. 204-209; 1900.

Considérations de thermodynamique conduisant à des formules analogues à celles que l'on déduit de la théorie de Nernst.

Ch. Maurain.

C.-H. SCHARP. — Eine neue Methode zur Dickenbestimmung dünner Blättchen (Nouvelle méthode pour la détermination de l'épaisseur de couches minces). — P. 210-220.

Il s'agit d'évaluer, par un procédé optique, l'épaisseur d'une couche mince portée par un support, de façon à écarter les complications dues aux retards par réflexion, que l'on rencontre lorsque la couche est métallique ou déposée sur métal.

A l'endroit où on veut mesurer l'épaisseur, on enlève cette couche sur une petite étendue de façon à mettre à nu le support. Puis on prend une *empreinte* de la surface. Pour cela, on se sert d'un mélange par parties égales de colophane et de poix de Bourgogne qu'on applique à chaud, et qu'on laisse refroidir lentement avant de la détacher (pour les détails, voir p. 217 du mémoire).

L'empreinte obtenue porte, en relief, l'image de la portion enlevée de la couche. Si on adosse cette empreinte à une glace de verre, et

si on observe au spectroscope les deux systèmes de franges de la lame d'air interposée, on peut mesurer l'épaisseur du *relief*(1).

M. Scharp a appliqué ce procédé à des couches d'*argent* ou d'*iodure d'argent* déposées sur verre. Les nombres qu'il a trouvés concordent (les écarts, dans un sens ou dans l'autre 5 0/0) avec ceux que fournit l'application, plus pénible, des procédés de Wiener(2). (L'épaisseur des couches étudiées était comprise entre 0,18 et 1,3.)

Il n'en est plus de même lorsqu'il s'agit d'une couche de *gélatine* déposée sur verre. On peut, en prenant un verre d'indice élevé, mesurer directement cette épaisseur. Elle est plus grande que celle mesurée avec le moulage. M. Scharp attribue le fait à ce que l'on a appliqué le mastic à chaud (75°) et que la gélatine, ainsi qu'il l'a vérifié directement, se contracte notablement quand on la chauffe. Le procédé ne peut donc servir à l'étude de cette couche particulière, mais il pourra sans doute rendre des services dans d'autres cas.

A. Cotton.

J. STARK. — Electrische Wirkungen einer partiellen Erhitzung eines durchströmten Gases (Actions électriques d'un échauffement local dans un gaz traversé par un courant). — P. 221-242.

J. STARK. — Ueber die thermische Auslöchung des electrischen Leuchtens verdunnter Gase (Sur l'extinction thermique de l'illumination électrique des gaz raréfiés). — P. 243-246.

Poursuivant ses recherches sur les décharges électriques dans les gaz raréfiés, et l'action exercée par des filaments de charbon incandescents sur la chute de potentiel à l'intérieur de ces tubes, M. Stark arrive aux conclusions suivantes :

1° *Lumière positive non stratifiée.* — Quand on élève, à l'aide d'un filament de charbon incandescent, la température d'une section de tube située dans cette région, et que l'on détermine, d'une part, la variation d'intensité du courant transmis, d'autre part la variation de la chute de potentiel dans cette région, mesurée entre des électrodes parasites, on constate que l'intensité du courant croît avec

(1) Comme l'avait déjà fait M. Bloch (*Annales de Chimie et Physique*, XII ; 1897), l'auteur utilise les *coïncidences* entre les franges des deux systèmes; i détermine parfois par un procédé graphique la radiation pour laquelle une coïncidence a lieu.

(2) M. Scharp ne dit pas comment il a fait la correction tenant à la réflexion sur la face postérieure de l'iodure. Pour cette correction, voir Wiener, Drude et Vincent (*Annales de Chimie et de Physique*, 1900).

l'élévation de la température, tandis que la différence de potentiel décroît d'abord. Toutefois, aux plus hautes températures atteintes, la différence de potentiel croît aussi, comme cela aurait lieu dans un conducteur métallique ou électrolytique ordinaire. Par suite, à mesure que la température s'élève, les propriétés du gaz dans la région étudiée se rapprochent progressivement de celles des conducteurs ordinaires;

2° *Lueur négative* (*Glimlicht*). — Mêmes observations générales;

3° *Espace sombre intermédiaire* (*dunkle Trennungsraume*). — Dans les mêmes conditions expérimentales, l'intensité du courant décroît d'abord lentement, quand la température s'élève, atteint un minimum, puis croît, repasse par sa valeur primitive vers le rouge blanc commençant et croît ensuite rapidement. La différence de potentiel augmente d'abord, pour diminuer ensuite aux plus hautes températures ;

4° *Espace sombre cathodique*. — La chute de potentiel croît avec la température, tandis que l'intensité du courant décroît;

5° *Lumière positive stratifiée*. — On a vu, par ce qui précède, que les espaces lumineux jouissent de propriétés analogues, quelle que soit leur situation dans le tube, et qu'il en est de même des régions obscures. Ici, où les bandes lumineuses et sombres sont très rapprochées, on constate encore que l'effet est différent, suivant que le filament de charbon incandescent est placé dans une frange lumineuse ou sombre; mais les phénomènes sont évidemment moins nets qu'ailleurs. On constate, en général, qu'un échauffement d'une frange sombre abaisse l'intensité du courant, tandis que l'échauffement d'une frange brillante l'accroît.

L'auteur, sans se flatter de tout expliquer dans des phénomènes aussi complexes, se borne à quelques considérations sur le rôle que peut avoir l'inégale vitesse des ions positifs et négatifs dans la production des stries.

Dans son second mémoire, l'auteur rattache le fait de l'extinction thermique de la luminescence électrique des gaz raréfiés, observée déjà par d'autres expérimentateurs et par lui-même, aux faits contenus dans le premier mémoire.

On a vu que, par l'échauffement d'un espace sombre, la chute de potentiel se trouve diminuée; il paraît naturel que, si la différence de potentiel diminue, l'énergie dépensée diminue aussi, et, par conséquent, l'intensité de la luminescence. E. B.

C. CRANZ et K.-R. KOCH. — Ueber die explosionsartige Wirkung moderner Infanteriegeschosse (Effets explosifs des projectiles de l'infanterie moderne). — P. 247-274.

De nombreuses photographies instantanées, obtenues dans les circonstances les plus variées, conduisent à faire admettre que les effets explosifs des projectiles de l'infanterie doivent être attribués non pas tant à une propagation d'un mouvement ondulatoire à travers le milieu qu'à un transport en masse du milieu lui-même.

F. CARRÉ.

M.-TH. EDELMANN. — Helmholtz' Pendelunterbrecher (Pendule interrupteur de Helmholtz). — P. 274-282.

Le pendule interrupteur de Helmholtz, dont l'invention remonte à une trentaine d'années, est employé couramment en Allemagne, pour fermer un circuit pendant une très petite durée connue ; il n'a pas, à ma connaissance, été décrit jusqu'ici dans les recueils français.

Sous la forme que lui donne actuellement M. Edelmann, de Munich, il est représenté par la *fig.* 1. La pièce essentielle de l'appareil est un pendule formé d'un prisme A en fer forgé, tournant autour de poulies de friction *m*, et portant deux leviers de contact, *h* et *k*. Le prisme A est d'abord appliqué à la base de l'électro-aimant E, auquel il sert de contact. Quand on ouvre le circuit de l'électro-aimant, le pendule tourne autour de son axe, et les leviers *k* et *h* viennent agir successivement, et à un intervalle réglable à volonté, sur des pièces de contact portées par des chariots que l'on déplace au moyen des vis micrométriques *p* et *q*.

La *fig.* 2 représente le mécanisme employé pour interrompre simplement un circuit. Le contact à couper se fait en *m*, A et B étant les pinces de serrage en relation avec le circuit. Le levier *k* fait basculer *abc*.

La *fig.* 3 représente un dispositif plus complexe servant à interrompre le circuit AB, et à fermer, aussitôt après, le circuit CD. Un déplacement des vis micrométriques M et Q permet d'établir, entre les deux opérations déterminées par le seul levier *k*, un intervalle de temps très petit, variable à volonté.

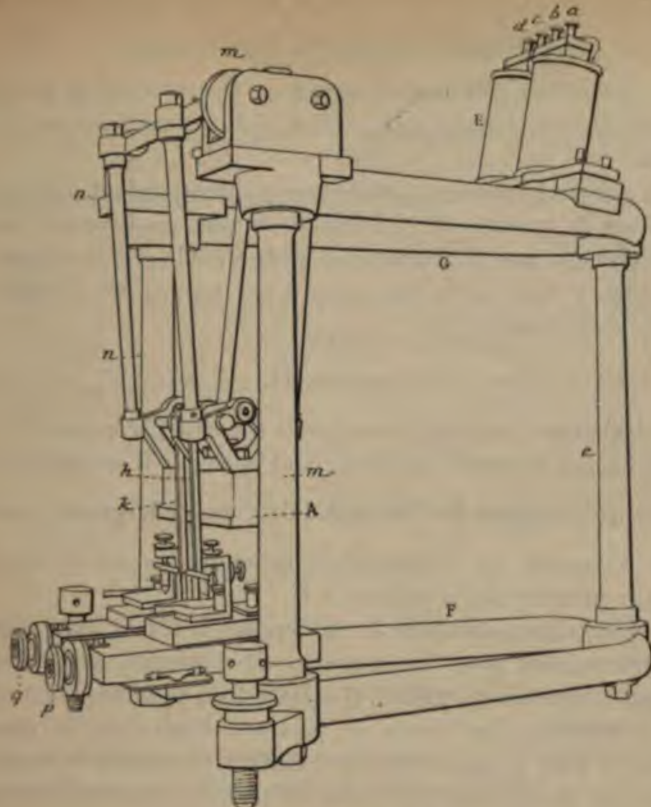


Fig. 1.

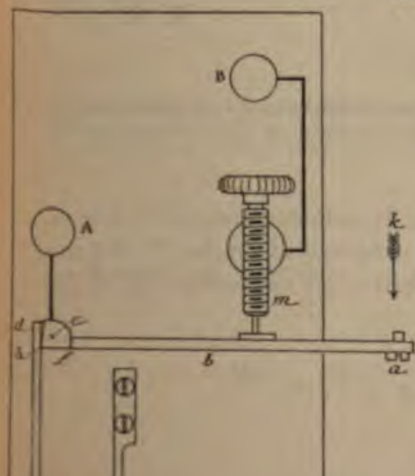


Fig. 2.

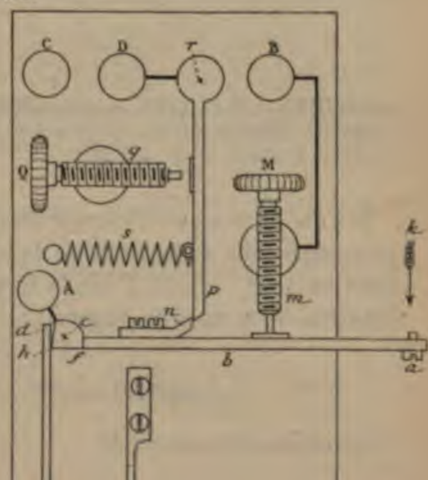


Fig. 3.

La combinaison des deux leviers *h* et *k* permettra, on le voit, de résoudre des problèmes d'interruption et de commutation assez compliqués.

Pour mesurer les intervalles de temps correspondant aux diverses opérations du pendule, M. Edelmann emploie un dispositif imaginé antérieurement par M. Radakovic pour l'étude de la vitesse des projectiles à leur sortie des armes à feu. Ce procédé est fondé sur l'emploi de la formule ;

$$q = q_0 e^{-\frac{t}{RC}},$$

de la décharge d'un condensateur de capacité C connue, à travers une résistance dénuée d'induction, dont la valeur R est aussi connue. On mesure le rapport $\frac{q}{q_0}$, d'où on déduit t, en déchargeant le condensateur à travers un galvanomètre balistique, avant et après sa décharge partielle sur la résistance R.

Les durées correspondant à un tour de la vis Q, par exemple, ainsi déterminées pour dix tours de vis successifs, ont donné des nombres compris entre 0,0001547 et 0,0001584 secondes, la moyenne étant 0,0001563. Les écarts de part ou d'autre de la moyenne paraissent donc ne pas dépasser 0,000002 secondes ; par suite, les mesures de durée, ainsi effectuées, doivent être exactes à moins de un deux cent millième de seconde près.

E. B.

O. LUMMER et E. JAHNKE. — Ueber die Spectralgleichung des schwarzen Körpers und des blanken Platins (Expression du rayonnement d'un corps noir et du platine brillant). — P. 283-298.

Si l'on admet que l'énergie E de la radiation d'un corps noir est proportionnelle à une fonction de la température absolue T, et à une fonction $\psi(v^2) = \varphi(\lambda, T)$ de la force vive des molécules ; et, si l'on substitue au facteur de Maxwell :

$$(mK)^{\frac{3}{2}} \cdot v^2 \cdot e^{-mKv^2} = A \cdot T^{-\frac{3}{2}} \cdot v^2 \cdot e^{-\frac{v^2}{T}}$$

l'expression plus générale :

$$A \cdot T^{-\frac{3}{2}} \cdot v^2 \cdot e^{-\frac{\varepsilon_1(\lambda, T)}{T}},$$

on pourra poser :

$$E = C \,.\, f(T) \,.\, g(\lambda, T) \,.\, e^{-\frac{\varphi_1(\lambda, T)}{T}}.$$

Cette formule exprimera la loi de Wien :

$$E = T^5 \,.\, F(\lambda \times T),$$

si l'on écrit :

$$E = C T^5 \,.\, (\lambda T)^{-\mu} \,.\, e^{-\frac{c'}{(\lambda T)^\nu}}.$$

Cette expression est incompatible avec la formule de M. Michelson :

$$E = C \,.\, T^{\frac{3}{2}} \,.\, \lambda^{-6} \,.\, e^{-\frac{c'}{\lambda^2 T}}.$$

Pour $\mu = 5$, $\nu = 1$, elle redonne la formule de Wien-Plancke :

$$E = C \,.\, \lambda^{-5} \,.\, e^{-\frac{c}{\lambda T}}.$$

Pour $\mu = 4$, $\nu = 1$, on aurait celle de Lord Rayleigh :

$$E = C \,.\, T \,.\, \lambda^{-4} \,.\, e^{-\frac{c}{\lambda T}}.$$

Aucune d'elles ne se prête à représenter les résultats des expériences de Lummer et Pringsheim sur le spath-fluor.

Au contraire, pour $\mu = 4,5$; $\nu = 1$, elle redonne la formule de Thiesen :

$$E = c' \,.\, T^2 \,.\, \lambda^{-4,5} \,.\, e^{-\frac{c'}{\lambda T}},$$

qui représente bien les phénomènes observés. Il en serait de même d'ailleurs, si, conservant la formule générale,

$$E = c' \,.\, T^3 \,.\, (\lambda T)^{-\mu} \,.\, e^{-\frac{c'}{(\lambda T)^\nu}},$$

on donnait aux constantes μ et ν des valeurs, telles que :

$$4,5 \leq \mu \leq 5$$
$$1 \geq \nu \geq 0,9.$$

F. Carré.

P. LENARD. — Ueber die Elektricitätszerstreuung in ultraviolet durchstrahlter Luft (Sur la dispersion de l'électricité dans l'air traversé par les rayons ultra-violets). — P. 298-320.

Le passage de rayons ultraviolets de très petite longueur d'onde rend l'air conducteur. On se propose d'étudier le mécanisme de cette action.

Si, en dehors du faisceau lumineux envoyé par une étincelle à travers une fente, on place un conducteur électrisé, ce dernier se décharge, et l'électricité positive se perd beaucoup plus rapidement que l'électricité négative.

Le conducteur (un treillis métallique en communication avec un électroscope) est au moins à 4 centimètres des limites de l'ombre et de la lumière, et ne reçoit pas, par conséquent, de lumière de l'étincelle.

Un courant d'air dans la direction perpendiculaire aux rayons lumineux favorise la déperdition.

Les rayons actifs sont les rayons ultraviolets; on le démontre par l'interposition de lames absorbantes ou transparentes; de plus, sous l'influence des rayons :

Un corps neutre ne s'électrise pas;

La nature de la surface électrisée n'importe pas;

La vitesse de décharge dépend de la distance de la surface au faisceau actif et à l'étincelle.

Pour se mettre à l'abri de l'effet Hallwachs (déperdition d'électricité par éclairement direct d'une surface métallique) et placer le conducteur dans la lumière elle-même, on le recouvre d'une couche d'eau de savon, qui rend le conducteur insensible à l'effet Hallwachs.

La perte de charge croît avec le potentiel; elle est augmentée si on remplace la surface polie par un tissu à larges mailles ou une feuille de papier recouverte d'eau de savon. Ce dernier effet serait dû aux filaments qui dépassent et accroissent le champ électrique. Les radiations ultra-violettes sont nécessaires.

Le processus de la décharge d'un conducteur, placé dans l'air traversé par de la lumière ultra-violette, n'est donc pas une déperdition de l'électricité du conducteur dans l'air environnant, mais au contraire un afflux de l'électricité de l'air vers le conducteur. La lumière agit non sur le conducteur, mais sur l'air qui absorbe les radiations.

Un courant d'air peut favoriser ou contrecarrer la décharge, suivant qu'il a la direction du déplacement des particules chargées ou une direction inverse.

Ces particules électrisées sont influencées dans leur mouvement, par les conducteurs chargés en présence ; suivant les lois ordinaires de l'électrostatique, les particules négatives se déplacent beaucoup plus rapidement que les positives ; ceci explique pourquoi les corps chargés positivement se déchargent beaucoup plus rapidement que les corps chargés négativement et pourquoi il existe un effet, après la suppression des radiations actives. Les particules positives se mouvant avec une difficulté notablement plus grande que les négatives, l'air reste chargé positivement.

L'air devient de moins en moins sensible à l'action des radiations, au fur et à mesure que l'action se prolonge.

On mesure la vitesse de déplacement des particules négatives, en cherchant la vitesse du courant d'air de direction inverse, qui est capable de contrecarrer complètement la déperdition de l'électricité positive.

La vitesse ainsi mesurée est de $3^{cm},13$ par seconde, pour un champ de 1 volt par centimètre.

On trouve, d'autre part, que la vitesse des particules positives, pour un champ de 1 volt par centimètre, est de 0,0015 centimètres par seconde.

Les particules négatives ont une masse et un volume beaucoup plus faibles que les positives.

Les rayons ultra-violets actifs sont les mêmes que ceux qui provoquent la condensation de la vapeur.

Les particules qui provoquent la condensation ne sont pas électrisées.

M. Lénard résume les deux mémoires qu'il a publiés sur le passage des rayons ultraviolets dans l'air, en remarquant que ce passage donne naissance à quatre produits ; des particules négatives, qui semblent être des atomes ou des molécules, des particules positives de plus grandes dimensions, des particules non électrisées, provoquant la condensation de la vapeur et de l'ozone.

R. Swyngedauw.

A. ABT. — Ein einfaches Verfahren zur Bestimmung des neutralen Punktes von Thermoelementen (Méthode simple pour déterminer le point neutre des couples thermoélectriques). — P. 320-327.

On sait que le point neutre est celui qui correspond à une différence de température telle que le pouvoir thermoélectrique cesse de monter pour commencer à descendre. Pour les couples qui suivent la formule d'Avenarius :

$$E = a(t_1 - t_2) + b(t_1^2 - t_2^2);$$

cette différence de température est la moitié de celle pour laquelle le pouvoir thermoélectrique est nul. C'est cette remarque qu'utilise l'auteur. Les deux soudures sont encastrées dans des pièces d'acier à côté des réservoirs des deux thermomètres ; on chauffe l'autre extrémité de ces pièces d'acier avec des becs Bunsen qu'on règle de façon que le courant thermoélectrique soit nul ; on a ainsi autant de couples de valeurs de t_1 et de t_2, correspondant à une valeur nulle de la force électromotrice thermoélectrique, qu'on le désire. Chaque couple donne une valeur de la différence de température correspondant au point neutre ; on prend la moyenne de ces valeurs.

L'auteur a ainsi trouvé :

Laiton-plomb	117°
Fer-argent	276°,8
Zinc-fer	232°,15.

Ch. MAURAIN.

A. SAMOJLOFF. — Die Bestimmung der Wechselzahl eines Wechselstromes (Détermination de la fréquence d'un courant alternatif). — P. 353-354.

Ce procédé consiste à utiliser la méthode stroboscopique en faisant tourner un disque à secteurs alternativement blancs et noirs, et éclairé simplement par une lampe à incandescence (*Gühlampe*), alimentée par le courant alternatif, lampe dont l'éclairement est d'après l'auteur, « assez fortement intermittent ». (Il semble alors qu'il s'agisse d'une lampe à incandescence particulière, où le refroidissement du fil soit extrêmement rapide.)

Ch. MAURAIN.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA RÉFRACTION ET DE LA DISPERSION ;

Par M. A. de GRAMONT.

Je me suis proposé de représenter graphiquement la déviation et la dispersion dans un prisme et d'étudier les propriétés des courbes ainsi obtenues. La question est susceptible d'applications fréquentes en spectroscopie et dans toute construction d'appareil où figure une arête réfringente.

J'ai donc construit, pour les radiations considérées, des courbes où les incidences successives, depuis la normale à la face d'entrée du prisme, sont portées en ordonnées, et où les déviations correspondantes, comptées à partir de la direction du rayon incident, forment les abscisses.

Ces coordonnées ont été déterminées concurremment par l'expérience et par le calcul. Après avoir exposé ces deux manières d'obtenir les mêmes courbes, nous étudierons les propriétés de celles-ci et les conséquences qui en découlent.

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET MESURES.

Plusieurs prismes en flint, d'angle voisin de 60°, avaient été étudiés au point de vue des indices de réfraction et de la variation de dispersion apparente observée sur des échelles de spectroscope pour des incidences diverses. L'un de ces prismes, désigné par n° 3 W, dont les faces, polies avec le plus grand soin par M. Werlein, donnaient des franges d'interférence absolument droites par réflexion, a servi à l'établissement des courbes de déviations et à la constatation de la parfaite concordance de l'observation et du calcul.

Les mesures d'indices, d'incidences et de déviations ont été faites sur un cercle de 28 centimètres de diamètre portant le degré divisé en trois, avec verniers au vingtième ; la minute était donc lue directement. Le collimateur dont la position déterminait la direction du rayon incident, prise pour origine des mesures, était assujetti à

une position fixe, au zéro du cercle. Le prisme à étudier était maintenu avec de la cire sur la plate-forme de l'appareil, et le centre de celle-ci passait par l'arête réfringente, rendue verticale, du prisme. Lors de la détermination des indices, la plate-forme était rendue indépendante du cercle, et sa rotation complète assurée dans tous les azimuts.

Pour les mesures d'incidences et de déviations, elle était, au contraire, solidarisée avec un vernier donnant les positions sur le cercle.

La lunette d'observation était celle d'un spectroscope ordinaire et portait un réticule à fils croisés ; comme le collimateur, elle reposait par deux tourillons sur un pivot à fourchette permettant l'établissement, dans le plan d'une section droite du prisme, des axes optiques de la lunette et du collimateur. Pour ce dernier un trait de repère, pour la lunette un vernier avec vis de rappel, étaient solidaires des pivots et lus sur le cercle. Les tirages à crémaillères des mises au point du collimateur et de la lunette portaient une même division en 1/2 millimètre avec vernier au 1/20. L'ensemble du cercle, lesté par un poids de plomb, reposait sur trois vis calantes, et son horizontalité était vérifiée au niveau.

Indices. — L'angle réfringent du prisme une fois obtenu par réflexion, on mesurait, pour avoir les indices, les déviations minima. Celles-ci étaient lues doublement : une première fois, à partir de la direction du rayon incident, déterminée par visée directe de la fente du collimateur, et une seconde fois en prenant la moitié de l'écart entre les positions des déviations minima à droite et à gauche, le prisme occupant alors successivement, par la rotation de la plate-forme, deux positions symétriques par rapport à l'axe optique du collimateur. J'ai pris ainsi une série d'indices répartis dans tout le spectre, en choisissant les raies les plus brillantes ou les plus commodément placées du sodium dans la flamme de l'hydrogène en tube de Plücker, et de différents métaux dans l'étincelle condensée : aluminium, zinc, argent, étain, plomb.

J'ai préféré ne pas recourir au spectre solaire à cause de la difficulté d'éviter les méprises et les confusions entre les différentes raies de Frauenhofer, quand on opère, comme c'était le cas, avec une faible dispersion. Les indices donnés ici ont permis de construire des courbes où, les longueurs d'onde étant portées en ordonnées, les indices correspondants forment les abscisses (*fig.* 1). Les princi-

pales raies du spectre électrique du plomb peuvent même suffire à construire une courbe de ce genre en réunissant d'une manière continue les indices fournis par une substance transparente. On peut

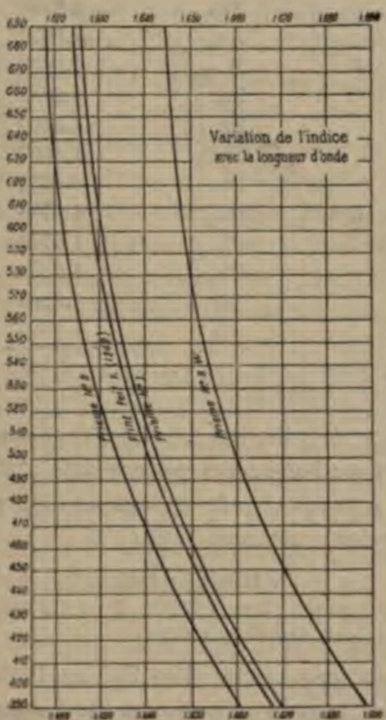


Fig. 1.

ainsi obtenir les valeurs intermédiaires des points déterminés par l'expérience, et obtenir la correspondance avec les raies de Fraunhofer, généralement choisies pour repères. Le simple aspect de la courbe permet aussi de constater les erreurs.

Tableau des indices.

λ	Raie de Frauenhofer.	Élément.	Prisme n° 3 W.	Prisme n° 1.
656,3	C	$H._{\alpha}$	1.6447	1.6272
589,3	D(1)	$Na._{\alpha}$(1)	1.6497	1.6322
546,6		$Ag._{\alpha}$	1.6543	1.6361
520,9		$Ag._{\beta}$	1.6576	1.6395
486,1	F	$H._{\beta}$	1.6630	1.6411
481,1		$Zn._{\alpha}$	1.6637	1.6461
468,0		$Zn._{\delta}$	1.6663	1.6486
452,5		$Sn._{\alpha}$	1.6697	1.6515
438,7		$Pb._{\mathfrak{o}}$	1.6733	1.6550
434,1	G′	$H._{\gamma}$	1.6745	1.6560
424,7		$Pb._{\psi}$	1.6770	1.6586
405,8		$Pb._{\alpha}$	1.6829	1.6645
396,2		Al_1	1.6865	1.6673
394,4		Al_2	1.6872	1.6682
Densité du prisme............			3.91	3.80
Angle réfringent A...........			59° 59′	59° 58′

J'ai inscrit, à côté de celles qui correspondent aux chiffres ci-dessus, deux autres courbes : l'une concerne le prisme n° 2, qui m'avait antérieurement servi à des études de réglage de dispersion du spectroscope ; ses principales constantes sont :

Densité : 3,68.
Indices : C = 1.6188, D = 1.6327, F = 1.6362, G′ = 1.6466
h (H_{δ}, λ = 410,2) = 1.6532.

L'autre courbe se rapporte au flint Feil n° 1249, dont les indices sont donnés dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes*. On voit que l'allure des quatre courbes est sensiblement la même.

Incidences et déviations. — Le but à atteindre était de déterminer les déviations des différentes raies pour une série de positions successives du rayon incident, par rapport à la normale à la face d'entrée. Il était donc important d'établir exactement la situation sur le cercle du vernier de l'alidade de la plate forme porte-prisme, pour cette incidence normale.

On faisait usage de la méthode de M. Cornu, pour l'observation, sous l'incidence normale, des prismes (2) et des réseaux (3) ; on enlevait la

(1) Milieu des deux raies.
(2) *Annales de l'École normale supérieure*, 2e série, t. IX.
(3) *Études sur les bandes telluriques du spectre solaire* (*Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. VII, p. 48 ; 1886).

fente du collimateur, qui, destiné à rester fixe pendant la durée des mesures, fournissait le rayon incident, et l'on envoyait, à l'aide d'une glace sans tain, un faisceau de lumière dans l'axe ; l'apparition de points brillants sur l'objectif indiquait la bonne direction du faisceau ; on faisait alors tourner lentement le prisme au moyen de l'alidade, et l'illumination de sa face faisait constater le voisinage très proche de l'incidence normale. La fente étant alors remise en place, on achevait le réglage en la faisant coïncider avec son image réfléchie sur la face du prisme, en opérant d'abord avec la fente largement ouverte, puis en la rétrécissant graduellement et observant, avec une loupe de foyer convenable, à travers la glace sans tain, qu'il est commode de fixer sur un support. On vérifie alors la solidarité complète du prisme, de la plate-forme et de l'alidade, dont le vernier donne sur le cercle l'incidence normale cherchée, origine des mesures. Il est bon de vérifier, au cours de celles-ci, que cette valeur origine n'a pas subi de changement dû à un choc ou à un ballottement des pièces de l'appareil. On fait alors varier l'incidence sur le prisme depuis l'incidence normale jusqu'à celle qui donne les premières déviations observables, c'est-à-dire au-delà de l'incidence limite.

On peut encore commencer par se placer à 90° de la normale, c'est-à-dire à l'incidence rasante. Celle-ci ne peut être directement observée ; mais à un faible écart angulaire, 2° par exemple, à 88°, tout le spectre visible est assez lumineux pour permettre les pointés des raies déterminés à l'intersection de la croisée des fils du réticule. On observait ainsi d'abord l'image fine et brillante de la fente du collimateur par visée directe de celle-ci, image dont le pointé donnait la direction du rayon incident, à partir de laquelle était mesurée la déviation, après réfraction, d'une des raies choisies. Celle-ci était l'objet d'un second pointé, dont la lecture, retranchée de la première, donnait cette déviation cherchée. J'ai borné mon étude à trois raies :

Dans le rouge : la raie H_α de l'hydrogène, C de Frauenhofer.................................... $\lambda = 656{,}3$
Dans l'orangé : la raie Na_α, milieu du doublet du sodium D, de Frauenhofer........................ $\lambda = 589{,}3$
Dans l'extrême violet : la raie Al_β, la plus réfrangible du doublet de l'aluminium...................... $\lambda = 394{,}4$

Bien entendu, les visées successives de la fente et de la raie réfractée étaient effectuées sans toucher à la mise au point.

Incidences à partir de la normale		Déviations						Dispersion		
		pour Hα	λ = 656,3 n = 1.6447	pour $Na_α$	λ = 589,3 n = 1.6497	pour Al_2	λ = 394,4 n = 1.6872	partielle		totale
mesurée.	calculée.	mesurée.	calculée.	mesurée.	calculée.	mesurée.	calculée.	$D_{Na} - D_{Hα}$	$D_{Al_2} - D_{Na}$	$D_{Al_2} - D_{Hα}$
(limite)	39° 4′41″		69° 5′41″							
(limite)	39° 28′54″				69° 29′54″					
40°		61° 36′	61° 36′30″	63° 43′	63° 43′44″			2° 7′14″		
(limite)	42° 33′48″						72° 34′48″			
45°		53° 45′	53° 45′58″	54° 32′	54° 32′36″	61° 35′	61° 35′44″	0° 46′38″	7° 3′ 8″	7° 49′46″
49° 26′		51° 28′	51° 27′44″	52° 5′	52° 4′ 7″	57° 2′	57° 2′ 5″	0° 36′23″	4° 57′58″	5° 34′21″
(minimum)	55° 17′45″	50° 36′30″			51° 7′19″		55° 8′15″	0° 30′49″	4° 0′56″	4° 31′45″
(minimum)	55° 33′ 0″		50° 36′49″	51° 7′			55° 6′37″	0° 30′11″	3° 59′37″	4° 29′48″
55° 34′		50° 37′	50° 36′49″	51° 7′	51° 6′56″	55° 6′	55° 6′22″	0° 30′ 7″	3° 59′26″	4° 29′33″
(minimum)	57° 30′ 0″		50° 42′39″		51° 11′59″	55° 2′		0° 29′20″	3° 50′ 1″	4° 19′21″
60°		51° 3′	51° 2′31″	51° 30′	51° 30′41″	55° 9′	55° 9′22″	0° 28′10″	3° 38′41″	4° 6′51″
70°		54° 19′	54° 20′10″	54° 46′	54° 45′44″	58° 1′	58° 1′39″	0° 25′34″	3° 15′55″	3° 41′29″
80°		60° 24′	60° 24′ 0″	60° 48′	60° 48′37″	63° 55′	63° 55′48″	0° 24′37″	3° 7′11″	3° 31′48″
88°		67° 8′	67° 8′39″	67° 34′	67° 33′ 3″	70° 38′	70° 38′ 1″	0° 24′24″	3° 4′58″	3° 29′22″
(rasante)	90°		69° 5′41″		69° 29′54″		72° 34′48″	0° 24′13″	3° 4′54″	3° 29′13″

Voici un tableau donnant les valeurs observées et en regard les nombres calculés de la manière que nous exposerons plus loin.

La concordance entre le calcul et les mesures est complète dans les limites d'exactitude du dispositif expérimental, c'est-à-dire à une minute près. Un certain défaut de stabilité dans les pièces de l'appareil, un léger ballottement des lunettes sur leurs tourillons ne permettaient pas une précision supérieure.

CALCUL DES DÉVIATIONS

Les équations bien connues, dites « du Prisme », nous permettront d'obtenir facilement les déviations cherchées. Disposées, comme ci-dessous, sur le conseil de M. Cornu, les opérations qu'elles expriment sont rapidement effectuées par logarithmes.

Soient :

A, l'angle réfringent du prisme ;
e, l'angle d'incidence à partir de la normale à la face d'entrée ;
e', l'angle d'émergence à partir de la normale à la face de sortie ;
r et r', les angles du rayon cheminant à l'intérieur du prisme avec les normales : r avec celle de la face d'entrée, r' avec celle de la face de sortie ;
D, la déviation cherchée, comptée à partir de la direction du rayon incident ;
n, l'indice de la radiation considérée.

Prenons pour exemple le prisme n° 3 W ($A = 59° 59'$) : l'incidence $e = 45°$, et la raie jaune du sodium considérée comme simple $n = 1.6497$.

$$(1) \qquad \sin r = \frac{\sin e}{n} \left\{ \begin{array}{ll} \log \sin e & = \bar{1}.8494850 \\ \text{cotg}\, n & = \bar{1}.7823967 \\ \hline \log \sin r & = \bar{1}.6320817 \end{array} \right.$$

$$(2) \qquad r' = A - r \left\{ \begin{array}{rl} A & = 59° 59' \\ -r & = 25° 22' 50'' \\ \hline r' & = 34° 36' 10'' \end{array} \right.$$

$$(3) \qquad \sin e' = n \sin r' \left\{ \begin{array}{ll} \log \sin r' & = \bar{1}.7542594 \\ \log n & = 0.2174033 \\ \hline \log \sin e' & = \bar{1}.9716627 \end{array} \right.$$

---

(1) Un résumé de ce qui suit a été publié dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* (séance du 12 février 1900 : *Sur quelques conséquences des formules du prisme*, par M. A. de Gramont).

$$(4) \qquad D = e + e' - A \quad \left\{ \begin{aligned} e' &= 69^\circ 31'36'' \\ +e &= 45^\circ \\ A + D &= 114^\circ 31'36'' \\ -A &= 59^\circ 59' \\ D &= 54^\circ 32'36'' \end{aligned} \right.$$

Ces équations se simplifient encore dans certains cas.

Cas particuliers. — Minimum de déviation D_m ; on sait qu'alors $e = e'$, soit e_m, et, par suite,

$$(4_\alpha) \qquad e_m = \frac{A + D_m}{2};$$

on a ainsi l'émergence e_m au minimum ; elle serait difficile à déterminer avec précision par l'observation, sa valeur en ce point variant rapidement pour des changements très faibles de la déviation au voisinage de son minimum.

Incidence rasante, c'est-à-dire pour $e = 90^\circ$, les expressions (1) et (4) deviennent, r étant alors l'angle limite :

$$(1_\alpha) \qquad \sin r = \frac{1}{n}.$$

$$(4_\beta) \qquad D = 90 + e' - A.$$

Incidence limite, nous désignerons ainsi celle qui, pour le prisme d'angle et d'indices considérés, correspond à l'émergence rasante. Pour une incidence plus voisine de la normale, le rayon réfracté à l'intérieur du prisme ne sortirait plus. Les équations (3) et (4) deviennent, r' étant cette fois l'angle limite :

$$(3_\alpha) \qquad \sin r' = \frac{1}{n},$$

$$(4_\gamma) \qquad D = e + 90 - A.$$

Comme on le verra dans la suite, les valeurs (4_β) et (4_γ) de D sont égales et forment une limite, un *maximum de déviation*. On l'obtient successivement à l'incidence rasante et à l'incidence limite qui correspond à l'émergence rasante ; nous le désignerons par D_l.

L'affaiblissement considérable de la lumière réfractée dans ces conditions permet seulement de s'approcher de ce maximum sans l'atteindre expérimentalement.

CONSTRUCTION ET PROPRIÉTÉS DES COURBES DE DÉVIATION.

Les valeurs ainsi obtenues par le calcul et l'expérience, pour le prisme n° 3 W, ont été reportées sur deux axes de coordonnées rectangulaires, à l'échelle de 1 millimètre pour 6′ d'arc, les incidences en ordonnées de 0 à 90°, et les déviations en abscisses de 0 à 120°. Les points, déterminés de cette manière et aussi rapprochés qu'on veut, sont réunis par un trait continu, formant ainsi des courbes, réduites ici (*fig.* 2) au 1/15 environ.

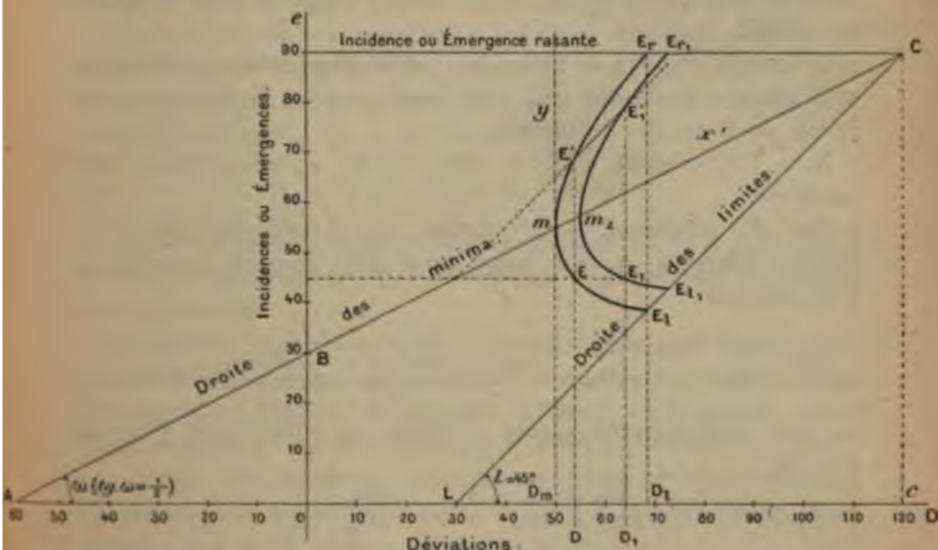


Fig. 2.

Pour plus de clarté dans la figure, la courbe de la raie Na_α a été supprimée.

En $E_r m E_l$ est représentée la courbe de la raie rouge de l'hydrogène H_α, et en $Er_1 m_1 El_1$ celle de la raie violette extrême de l'aluminium Al_2.

Cas général. — Considérons une incidence quelconque e. L'équation (4) est symétrique en e et e', et, pour une même déviation D, ces valeurs peuvent s'échanger; c'est l'expression du fait expérimental du retour inverse des rayons. On voit en effet, par suite de cette reversibilité, l'ordonnée correspondant à une déviation donnée D couper

la courbe en deux points E et E', tels que DE et DE' représenteront les valeurs réciproques de e et de e'. Les courbes donnent donc aussi les émergences. Nous pouvons, d'autre part, écrire l'équation (4) en divisant les deux membres par 2 :

$$\frac{\frac{1}{2}(e+e')}{A+D}=\frac{1}{2}.$$

Mais la demi-somme de e et de e' est l'ordonnée du point milieu de la corde qui a pour abscisse D ; il en est de même pour toute autre déviation, telle que D_1. Nous exprimerons donc cette propriété en disant :

Les points milieux de toutes les cordes parallèles aux ordonnées sont sur une droite qui est, pour chaque courbe, le diamètre conjugué de l'axe des incidences.

Nous l'appellerons « droite des minima »; nous allons voir pourquoi.

Cas du minimum. — L'équation (4_α) considérée, pour deux indices différents et, par suite, pour deux courbes successives, nous donnera :

$$(4_\delta) \quad \begin{aligned} 2e_m &= A + D_m \\ 2e_{m_1} &= A + D_{m_1} \end{aligned} \qquad \text{et} \qquad \frac{e_m}{A+D_m}=\frac{e_{m_1}}{A+D_{m_1}}=\frac{1}{2},$$

ce que nous pouvons encore exprimer en différentiant l'expression (4_α) :

$$\begin{aligned} 2e_m &= D_m + A \\ 2de_m &= dD_m \end{aligned} \qquad \frac{de_m}{dD_m}=\frac{1}{2},$$

l'angle A du prisme étant une constante. On voit que la différentielle de la déviation minima est le double de celle de l'incidence correspondante.

Si, dans les équations (4δ), nous faisons $e = 0$, nous aurons : $D = -A$.

Nous pourrons donc énoncer les propriétés suivantes :

Droite des minima. — 1° Le point de chaque courbe correspondant au minimum de déviation est situé sur une droite commune à toutes ces courbes. Cette « droite des minima » n'est autre que le diamètre conjugué de la direction de l'axe des incidences dans le cas général ;

2° La droite des minima fait avec l'axe des abscisses-dévia-

tions un angle ($\omega = 26° 33' 54''$), dont la tangente est égale à un demi;

3° Elle rencontre cet axe des déviations en un point, dont l'abscisse A est égale à l'angle réfringent du prisme.

Nous trouverons encore facilement les propriétés suivantes :

En faisant D = o, nous aurons :

$$2e_m = A, \qquad e_m = \frac{A}{2};$$

la droite des minima rencontre donc l'axe des ordonnées à une distance de l'origine égale à la moitié de l'angle du prisme.

Elle rencontrera une parallèle à l'axe des abscisses, menée à la distance $e = 90$ (incidence ou émergence rasante), au point dont l'abscisse est 180 — A ; en effet, pour $e_m = 90°$, on a $D = 180 - A$.

Enfin, le système (45) nous donnant :

$$2(e_m - e_{m1}) = D_m - D_{m1},$$

nous voyons qu'en comparant deux radiations quelconques la différence de leurs déviations minima est le double des incidences correspondantes.

Droite des émergences. — Si, pour une même incidence e, nous comparons deux radiations, nous aurons à considérer deux courbes correspondant chacune à un indice différent. Les intersections de celles-ci avec la « droite d'incidence », c'est-à-dire celle qui, parallèle à l'axe des abscisses, a pour ordonnée l'incidence choisie, nous donneront deux déviations D et D_1, dont les émergences respectives seront e' et e' et les relations données par (4) :

$$(4_1) \qquad \begin{matrix} A + D = e + e' \\ A + D_1 = e + e'_1 \end{matrix} \quad D_1 - D = e'_1, \qquad \frac{D_1 - D}{e'_1 - e'} = 1,$$

ce que nous pouvons représenter encore, par différentiation de l'une de ces équations, et en remarquant que A et ici e sont constants :

$$\frac{de'}{dD} = 1, \qquad \text{ou} \qquad de' = dD;$$

donc : pour une même incidence, si l'indice varie, la différentielle de la déviation est égale à la différentielle de l'émergence.

On voit que la droite joignant les points de deux courbes correspondant aux émergences d'une incidence commune a pour tangente

l'unité ; nous l'appellerons « droite des émergences », et nous résumerons ses propriétés en disant :

1° Pour une même incidence, les points représentatifs d'émergence E et E' de deux radiations d'indices différents sont, sur une même droite d'émergence, à 45° des axes de coordonnées ;

2° Les différences des angles d'émergence sont égales aux différences des angles de déviation ; les unes pourront être indifféremment substituées aux autres pour la mesure de la dispersion.

Pour une incidence donnée, les rapports de dispersion du spectre résultant seront représentés par les rapports des longueurs interceptées par les courbes des radiations considérées soit sur la droite d'incidence, soit sur celles des émergences. La position de cette dernière sera déterminée comme il suit :

La droite d'incidence menée pour une valeur donnée de e parallèlement à l'axe des abscisses rencontrera celle des émergences correspondantes, sur la droite des minima, en un point dont l'abscisse s'obtient en faisant $e = e'$ dans l'équation de la droite d'émergence, qui devient :

$$2e = D + A, \qquad D = 2e - A,$$

expression d'un point de la droite des minima, par lequel il suffira donc de tracer une droite à 45°, qui sera celle des émergences.

Droite des limites. — L'incidence rasante $e = 90°$ présente un cas particulier où les points représentatifs des incidences, tels que E_r, E_{r_1} correspondent, sur leurs courbes respectives, à des émergences limites E_l et E_{l_1}, au-delà desquelles aucun rayon ne pourra plus sortir du prisme.

On a ainsi, pour chaque radiation, un *maximum de déviation* D_l donné deux fois : en premier lieu, par l'incidence rasante, et, en second lieu, par son incidence limite correspondant à l'émergence rasante.

Les points représentatifs de limites, soit d'émergence, soit d'incidence, seront donc situés, pour toutes les courbes, sur une droite à 45°, que nous appellerons « droite des limites », cas limite, en effet, des droites d'émergence, et au-delà de laquelle, avec le prisme considéré, aucune radiation n'aura plus de point d'émergence.

Suivant la façon dont on la considère, et à cause de la reversibilité des phénomènes, elle a pour équation :

1° Dans le cas de l'incidence rasante :

$$90 + e' = D_l + A; \tag{4_\beta}$$

c'est l'émergence limite pour laquelle l'angle de réfraction est l'angle limite r_l:

$$\sin r_l = \frac{1}{n}; \tag{4_\gamma}$$

2° Dans le cas de l'émergence rasante, donnée par l'incidence limite,

$$e + 90 = D_l + A;$$

les incidences plus rapprochées de la normale donneraient la réflexion totale, et, cette fois, c'est l'angle du rayon réfracté dans le prisme avec la normale de la face de sortie qui est l'angle limite r_l' :

$$\sin r_l' = \frac{1}{n},$$

D_l a la même valeur maximum dans les deux expressions (4_β) et (4_γ). Si nous prenons l'une ou l'autre de ces formes de l'équation de la même droite, nous lui reconnaîtrons les propriétés suivantes :

1° Pour $e' = 0$, son point de rencontre avec l'axe des abscisses nous est donné et a pour valeur la déviation :

$$D_l = 90 - A;$$

2° Pour $e' = 90°$, elle coupe la droite d'incidence (ou émergence) rasante en un point dont l'abscisse est :

$$D_l' = 180 - A,$$

et, par suite, au même point que la droite des minima, comme nous l'avons vu plus haut. Bien entendu D_l est différent de D'_l.

3° Pour $D = 0$, son point d'intersection avec l'axe des ordonnées a pour valeur l'incidence :

$$e = -(90° - A);$$

ce point est donc au-dessous de l'axe des x, si, comme dans la pratique habituelle, l'angle du prisme est inférieur à 90°.

J'ajouterai qu'il est facile de démontrer géométriquement que la droite des minima concourt en un même point avec la droite des

limites et la droite d'incidence rasante. En effet, dans les triangles semblables CE_rE_l et $CE_{r_1}E_{l_1}$, la droite des minima partage les bases E_rE_l et $E_{r_1}E_{l_1}$, en parties égales et, par suite, se trouve bien la médiane de ces triangles. Une démonstration semblable s'appliquerait au fait de la rencontre d'une droite quelconque d'émergence, avec la droite d'incidence correspondante, sur un point de la droite des minima. Nous avons déjà établi ce fait précédemment en le déduisant de l'équation (4_ι) pour $e = e'$.

Variation de l'indice. — La formule bien connue qui donne l'indice en fonction de l'angle du prisme et du minimum de déviation D_m :

$$n = \frac{\sin \frac{A + D_m}{2}}{\sin \frac{A}{2}},$$

peut, en vertu de l'expression (4_α), prendre la forme :

$$\sin e_m = n \sin \frac{A}{2},$$

qui fournit la valeur de l'émergence au minimum de déviation et la condition :

$$n \sin \frac{A}{2} \leq 1 ;$$

il y a donc un indice limite qui a pour valeur :

$$n_l = \frac{1}{\sin \frac{A}{2}} = \operatorname{coséc} \frac{A}{2},$$

pour lequel :

$$\sin e_m = 1, \qquad e_m = 90° ;$$

l'incidence du minimum de déviation se confond alors avec l'incidence du maximum (incidence rasante), et la courbe se réduit à un point.

Appliquant ce qui précède à un prisme de 60°, nous aurons pour indice limite :

$$n_l = \operatorname{coséc} 30° = 2,$$

et dans la figure le point correspondant auquel se réduit la courbe est en C. On voit donc qu'un prisme de 60° permet seulement l'observation d'indices inférieurs à 2.

Considérons maintenant les courbes correspondant à des indices au-dessous de cette limite. Pour la courbe dont le pied est situé en L, au point où la droite des limites rencontre l'axe des abscisses, l'angle d'émergence compté à partir de la normale à la face de sortie sera nul, c'est-à-dire le rayon émergent sera normal à celle-ci. Nous aurons alors :

$$e = 90, \qquad e_l' = o, \qquad r' = o,$$

et, comme nous l'avons vu plus haut, r étant, dans le cas de l'incidence rasante, égal à l'angle limite, la formule (2) sera réduite à :

$$r_l = A\,;$$

on sait en effet que la condition bien connue pour qu'un rayon traversant un prisme puisse émerger est (2) :

$$A = r + r' \leq l,$$

l étant l'angle limite.

La formule (1), qui peut s'écrire :

$$\sin e = n \sin (A - r'),$$

devient dans la circonstance considérée, où $e = 90°$ et $r' = o$:

$$n = \frac{1}{\sin A} = \text{coséc}\, A.$$

Pour un prisme de 60°, l'indice correspondant à une pareille courbe aura une valeur de 1,1547. Pour cette valeur de A, c'est la limite des courbes situées tout entières au-dessus de l'axe des abscisses, c'est-à-dire dont les émergences seront positives.

Courbes en partie négatives. — Nous sommes donc amenés à envisager des cas où, par suite de la variation de n par rapport à A, nous aurons des courbes en partie négatives. C'est-à-dire que si, pour une certaine valeur de e, on a $r > A$, alors $r' < o$, et les deux membres de l'équation (2) sont négatifs. Nous interpréterons ce résultat comme signifiant que, dans ce prisme, le rayon lumineux émerge de la face de sortie du côté opposé de celui où on l'a placé, par rapport à la normale, en établissant la formule.

Pour trouver les valeurs de l'indice donnant des courbes en partie positives et en partie négatives, ou tout entières positives, nous observerons qu'à des valeurs croissantes de l'indice correspondent des

courbes placées de plus en plus loin de l'axe des ordonnées, c'est-à-dire à des déviations de plus en plus considérables.

Pour $n >$ coséc A, les courbes seront entièrement positives. La réflexion totale aura lieu pour toutes les valeurs de l'incidence e comprises entre o, incidence normale, et l'incidence limite e_l qui, sur la figure, correspond aux points tels que E_l, E_1 situés sur la droite des limites.

Pour $n =$ coséc A, comme nous venons de le voir, la courbe est entièrement positive. Il n'y a plus de réflexion totale depuis l'incidence normale, qui donne alors l'émergence rasante, jusqu'à l'incidence rasante qui, inversement, donne l'émergence normale dans ce cas.

Pour $n <$ coséc A, on a une courbe en partie négative. L'incidence pourra prendre toutes les valeurs entre 0 et 90° sans fournir de réflexion totale, et elle pourra, de plus, avoir des valeurs négatives, c'est-à-dire de l'autre côté de la normale, tout en donnant cependant encore un rayon émergent. La réflexion totale se produira pour celles de ces incidences négatives qui dépasseront une certaine limite dépendant de l'indice, sans que cette valeur négative de l'incidence puisse dépasser, comme nous l'avons vu plus haut, 90° — A. Dans la pratique, ce cas ne trouverait sa réalisation que pour un prisme d'angle très aigu, car les indices des liquides ne sont pas inférieurs à 1,33 environ (eau, alcool), ou pour les quelques gaz ou vapeurs dont l'indice, dépassant celui de l'air, est supérieur à l'unité.

Variation de l'angle du prisme. — Suivant que l'angle A du prisme croît ou décroît, la limite des indices susceptibles de fournir des courbes de déviation observable augmente ou diminue. L'expression donnant l'indice maximum :

$$n = \text{coséc}\,\frac{A}{2},$$

nous montre, en effet, que cet indice varie en sens inverse de A.

On trouvera, par exemple, pour le cinabre dont l'indice extraordinaire pour la raie rouge du lithium est le plus élevé connu : 3,201, que l'angle du prisme donnant cet indice maximum est de 36° 24′ 30″. On devra donc étudier la réfraction de ce corps avec un angle inférieur à celui-là.

La formule $n =$ coséc A, qui détermine la limite entre les courbes entièrement positives et les courbes partiellement négatives, nous

fait voir aussi que le nombre de ces dernières courbes augmente quand A diminue. Nous verrons ainsi que, pour l'indice de l'eau (raie rouge H_α) : 1.3312, un prisme d'angle égal ou supérieur à 48° 41′ 41″ fournira une courbe entièrement positive, le pied de celle-ci se trouvant, pour une pareille valeur de A, située sur l'axe des abscisses, et, par conséquent, l'émergence rasante correspondant à l'incidence normale.

La simple inspection de la figure fait voir que, si l'angle A du prisme diminue, le système solidaire et invariable de la droite des limites et de la droite des minima se déplace en s'éloignant de l'axe des ordonnées.

Lame à faces parallèles. — Si A tend vers zéro, les deux expressions ci-dessus de A grandissent indéfiniment, et les rayons de toutes les réfrangibilités passeront par toutes les incidences. Enfin, pour $A = 0$, on a :

$$n = \infty, \qquad r = -r', \qquad e = -e',$$

et par conséquent :

$$D = 0;$$

quels que soient l'incidence et l'indice, l'angle d'émergence sera égal et de signe contraire à l'angle d'incidence, et la déviation sera nulle.

C'est bien, en effet, le cas de la lame à faces parallèles.

Nature des courbes de déviation. — A la première inspection de ces courbes, on est tenté de les assimiler à des ellipses ou, mieux, à des paraboles, en raison de l'existence d'un diamètre conjugué. Un examen plus approfondi montre qu'il ne peut y avoir d'autres analogies et qu'une approximation serait illusoire. En effet, dans une ellipse ou une parabole, les tangentes menées par les extrémités d'une même corde vont se rencontrer sur le diamètre conjugué de leur direction. Or, dans nos courbes, non seulement le fait n'existe pas, mais il y a encore un tel écart, quelle que soit la corde, que cela enlève l'idée d'assimilation avec une de ces coniques.

En réalité, comme a bien voulu me le faire remarquer M. Cornu, l'équation de la courbe entre e et D est donnée par l'élimination de e' entre les deux équations :

$$e + e' = A + D,$$

et :

$$\operatorname{tang}^2 \frac{c - c'}{2} = \frac{\dfrac{\sin^2 \dfrac{A + D}{2}}{\sin^2 \dfrac{A}{2}} - n^2}{n^2 - \dfrac{\cos^2 \dfrac{A + D}{2}}{\cos^2 \dfrac{A}{2}}}.$$

cette dernière équation résulte de celle désignée sous le n° 11 dans le mémoire de M. Cornu [1].

L'équation de la courbe est donc assez compliquée. Cependant, au voisinage du minimum de déviation, on pourrait tenter de la considérer comme une conique, et particulièrement une parabole ; c'est ce que j'ai essayé pour la courbe $n = 1.6447$ correspondant à la raie H_α avec le prisme n° 3 W. — Je l'ai assimilée par le calcul à une parabole rapportée à la droite des minima et à sa tangente au sommet de ce diamètre, et en passant ensuite aux coordonnées rectangulaires, qui sont les données de l'expérience ou du calcul direct. Le paramètre était déterminé soit au moyen d'une incidence et de sa déviation connue, soit par les valeurs des incidences limite ou rasante. L'écart entre les déviations calculé au moyen de la courbe réelle et celles données par la parabole correspondante ne dépassait pas une minute entre le minimum (50° 36′ 30″) et 60° ; mais les différences croissaient ensuite rapidement. Plus l'indice qui correspond à une courbe est élevé, plus celle-ci est éloignée de l'axe des ordonnées (lequel figure la limite $n = 1$), et plus sa courbure est accentuée, plus restreinte sera alors la partie de la courbe pouvant être assimilée à un arc de parabole. — La région de la courbe entre le minimum et l'incidence limite est toujours, quel que soit l'indice, la portion qui diffère le plus d'une conique.

Courbe de dispersion totale. — Cette courbe a été construite avec les résultats donnés dans les dernières colonnes du tableau du prisme n° 3 W, en portant en abscisses les différences des déviations des raies extrêmes Al_2 (394.4) et H_α (656.3), et en ordonnées les angles du rayon incident avec la normale à la face d'entrée du prisme (*fig.* 3).

La courbe représente ainsi les variations corrélatives de la disper-

[1] *De la réfraction à travers un prisme suivant une loi quelconque* (*Ann. Ec. Norm.*, 2e série, t. I. p. 240 ; 1872).

sion totale apparente et de l'incidence. Cette dispersion, qui est minimum pour l'incidence rasante, croît lentement jusqu'aux minima de déviation ; elle augmente ensuite très rapidement jusqu'à la première incidence limite, au-delà de laquelle les différentes radiations cessent successivement d'être observables et disparaissent tour à tour en commençant par les plus réfrangibles. Nous avons vu précédemment que

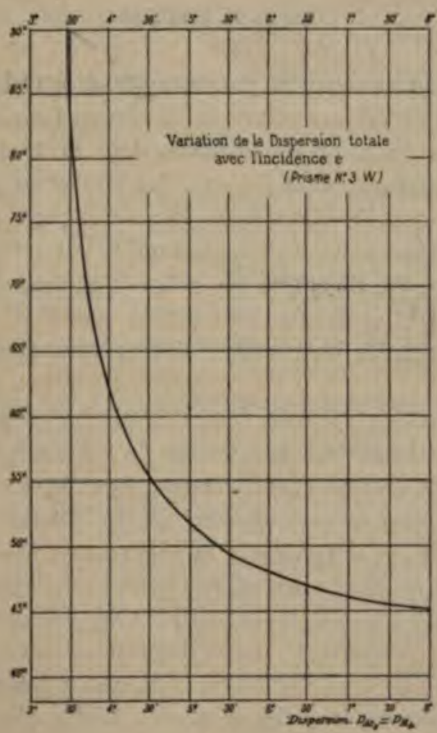


Fig. 3.

ces incidences limite dépendent non seulement de l'indice, mais aussi de l'angle du prisme. Ainsi nous pourrions encore observer la raie Al_2, qui avait pour indice, dans nos expériences, 1.6872, sous l'incidence normale, si l'angle A du prisme était rendu inférieur à 36° 20′ 55″. Semblablement, en donnant à un prisme un angle de 30°, on pourrait faire réfracter sous l'incidence normale et observer des radiations d'indice supérieur à 2.

On voit donc à quel point on pourra faire croître la dispersion dans un spectroscope, lorsqu'on rapprochera l'incidence de la normale.

SUR LA LOI DE DISTRIBUTION DE LA COMPOSANTE HORIZONTALE DU MAGNÉTISME TERRESTRE EN FRANCE;

Par M. E. MATHIAS.

1. — Depuis six ans environ, j'ai entrepris, d'accord avec M. B. Baillaud, directeur de l'Observatoire de Toulouse, l'étude détaillée de la distribution du magnétisme terrestre dans la région toulousaine. Comme M. Moureaux, dont j'ai suivi les errements, j'ai effectué les mesures au moyen de deux boussoles de voyage construites par Brünner : les admirables instruments qui m'ont servi appartiennent au Laboratoire de Physique de l'École normale supérieure et m'avaient été très gracieusement prêtés par MM. Violle et Brillouin, que je prie de bien vouloir agréer mes sincères remerciements.

Conformément au système de cartes que j'ai proposé (1), j'ai rapporté toutes les localités à une station de référence et déterminé la différence entre chacun des éléments magnétiques mesurés en un endroit X et l'élément *correspondant* (2) de l'Observatoire de Toulouse. A cet effet, je déterminais la différence (X — Parc), grâce à l'obligeance de M. Moureaux, et, en retranchant de cette différence la différence (Toulouse — Parc) contemporaine, j'obtenais la différence cherchée (X — Toulouse) (3). Cette différence étant une fonction très lente du temps, on peut considérer comme comparables entre eux les nombres obtenus à quelques années d'intervalle; l'influence de l'altitude étant excessivement faible, il s'ensuit que les différences (X — Toulouse), pour un élément donné et un intervalle de quelques années, sont exclusivement fonction des différences de longitude et de latitude géographiques de l'endroit X et de l'Observatoire de Toulouse.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 455; 1898.

(2) Les éléments correspondants se rapportent à des heures locales identiques.

(3) Cette manière de procéder permet de prendre comme station de référence une station dépourvue d'un service régulier d'enregistreurs magnétiques, mais où l'on fait des mesures magnétiques absolues périodiquement.

Soient (Δ long.) et (Δ lat.) ces différences ; pour une région peu étendue, la différence (X — Toulouse) devra pouvoir être représentée par une relation linéaire de la forme

$$x(\Delta \text{ long.}) + y(\Delta \text{ lat.}),$$

x et y étant des constantes numériques convenables (1).

2. — Dans le but d'appliquer la méthode précédente à la composante horizontale, j'ai réuni 70 observations faites dans la région de Toulouse et se décomposant ainsi : 18 de M. Moureaux, faites en 1895 et 1896 ; 4 de M. J. Fitte, faites en 1896 ; et 48 de moi-même, obtenues en 1895, 1896 et 1899. La formule provisoire :

$$(1) \qquad \Delta H = -(\Delta \text{ long.}) - 8(\Delta \text{ lat.}),$$

obtenue par tâtonnements, a permis d'éliminer 16 observations se rapportant à des localités anomales. Les 54 observations restantes comprenaient 14 observations de M. Moureaux, 3 de M. Fitte et 37 de moi-même ; elles ont fourni 54 équations à deux inconnues, qui ont été résolues par la méthode des moindres carrés (2) et ont donné la formule :

$$(2) \qquad \Delta H = -1{,}26(\Delta \text{ long.}) - 7{,}42(\Delta \text{ lat.}),$$

dans laquelle ΔH est la différence (X — Toulouse) pour une époque moyenne voisine de 1896, cette différence étant exprimée en unités du cinquième ordre décimal, (Δ long.) et (Δ lat.) étant comme pour la formule provisoire exprimés en minutes et fractions décimales de minutes.

La formule (2) représente les observations des stations considérées comme *régulières* avec une erreur généralement inférieure à 20 unités du cinquième ordre, c'est-à-dire avec une erreur inférieure aux erreurs d'observation en campagne.

---

(1) C'est le professeur Liznar, de Vienne, qui paraît avoir eu, le premier, l'idée d'une telle représentation. Il a été suivi en cela par M. D. Negréanu dans ses *Éléments magnétiques en Roumanie au 1er janvier* 1895.

(2) Par M. Caubet, calculateur de l'Observatoire de Toulouse, que je remercie vivement de son précieux concours.

C'est ce que montre le tableau suivant dans lequel :

Th. M = Moureaux, F = Fitte, M = Mathias.

Département.	Station.	(Δ long.)	(Δ lat.)	ΔH Obs.	ΔH calc.	ΔH Calc. — ΔH Obs.	Observ.
Ariège	Foix	— 8′ 95	— 39′ 25	+ 326	+ 302	— 24	Th. M.
	Pamiers	— 10′ 05	— 29′ 65	+ 256	+ 233	— 23	*id.*
	Saint-Girons	+ 19′ 45	— 37′ 55	+ 255	+ 254	— 1	*id.*
Gers	Auch	+ 53′ 25	+ 1′ 95	— 71	— 81	— 10	*id.*
	Condom	+ 65′ 95	+ 21′ 15	— 222	— 240	— 18	*id.*
	Mirande	+ 63′ 95	— 5′ 95	— 6	— 37	— 31	*id.*
	Cologne	+ 28′ 75	+ 6′ 75	— 100	— 86	+ 14	M.
	L'Isle-Jourdain	+ 23′ 25	+ 0′ 25	— 32	— 31	+ 1	*id.*
	Mauvezin	+ 35′ 1	+ 7′ 15	— 110	— 97	+ 13	*id.*
	Miradoux	+ 41′ 3	+ 23′ 45	— 236	— 226	+ 10	*id.*
	Plieux	+ 43′ 4	+ 19′ 95	— 201	— 203	— 2	*id.*
	Riscle	+ 92′ 45	+ 2′ 5	— 153	— 135	+ 18	*id.*
	Saint-Clar	+ 41′ 3	+ 17′ 3	— 179	— 180	— 1	*id.*
	Tournecoupe	+ 39′ 0	+ 14 8	— 192	— 159	+ 33	*id.*
Haute-Garonne	Saint-Gaudens	+ 44′ 05	— 29′ 75	+ 165	+ 166	+ 1	Th. M.
	Villefranche-de-Lauragais	— 15′ 05	— 12′ 85	+ 143	+ 114	— 29	*id.*
	Cazères	+ 22′ 4	— 24′ 75	+ 187	+ 156	— 31	F.
	Fronton	+ 4′ 4	+ 13′ 85	— 105	— 109	— 4	M.
	Grenade	+ 9′ 95	+ 10′ 0	— 83	— 87	— 4	F.
	Montastruc-la-Conseillère	— 7′ 45	+ 6′ 6	— 20	— 40	— 20	M.
	Montréjeau	+ 53′ 55	— 31′ 15	+ 134	+ 164	+ 30	*id.*
	Saint-Paul-sur-Savre	+ 13′ 9	+ 5′ 05	— 43	— 55	— 12	*id.*
Hautes-Pyrénées	Vidouze	+ 90′ 55	— 9′ 45	— 27	— 44	— 17	*id.*
Lot	Catus	+ 7′ 5	+ 56′ 6	— 425	— 429	— 4	*id.*
	Saint-Géry	— 7′ 4	+ 51′ 9	— 392	— 376	+ 16	*id.*
Lot-et-Garonne	Agen	+ 51′ 55	+ 35′ 15	— 315	— 326	— 11	Th. M.
	Nérac	+ 67′ 05	+ 31′ 25	— 307	— 316	— 9	*id.*
Tarn	Albi	— 41′ 05	+ 18′ 05	— 53	— 82	— 29	*id.*
	Gaillac	— 26′ 85	+ 17′ 35	— 87	— 95	— 8	*id.*
Tarn-et-Garonne	Montauban-Beausoleil	+ 4′ 25	+ 23′ 75	— 160	— 181	— 21	M.
	Montauban-gare	+ 7′ 1	+ 24′ 05	— 164	— 187	— 23	*id.*
	Castelsarrasin	+ 20′ 85	+ 26′ 05	— 195	— 219	— 24	Th. M.
	idem	*idem*	*idem*	— 244	— 219	+ 25	*id.*
	Moissac	+ 22′ 65	+ 29′ 05	— 234	— 245	— 11	M.
	Aucamville	+ 14′ 55	+ 11′ 15	— 106	— 101	+ 5	F.
	Auvillars	+ 33′ 85	+ 27′ 8	— 270	— 249	+ 21	M.
	Les Barthes	+ 17′ 0	+ 29′ 0	— 226	— 236	— 10	*id.*
	Beaumont-de-Lomagne	+ 27′ 65	+ 15′ 65	— 145	— 151	— 6	M.

Département.	Station.	(Δ long.)	(Δ lat.)	ΔH Obs.	ΔH calc.	ΔH Calc. — ΔH Obs.	Observ.
Tarn-et-Garonne (*suite*)	Bressols	+ 7′ 15	+ 21′ 15	— 143	— 166	— 23	*id.*
	Castelmayran	+ 25′ 35	+ 25′ 05	— 217	— 218	— 1	*id.*
	Escazeaux	+ 26′ 25	+ 13′ 15	— 113	— 131	— 18	*id.*
	Esparsac	+ 31′ 35	+ 17′ 55	— 163	— 169	— 6	*id.*
	Grisolles	+ 10′ 25	+ 13′ 0	— 99	— 109	— 10	*id.*
	Labastide-St-Pierre	+ 5′ 55	+ 18′ 15	— 117	— 142	— 25	*id.*
	Lafrançaise	+ 12′ 75	+ 30′ 75	— 243	— 244	— 1	*id.*
	Idem	+ 13′ 05	+ 31′ 1	— 260	— 247	+ 13	*id.*
	Lavilledieu	+ 14′ 35	+ 25′ 05	— 202	— 204	— 2	*id.*
	Lavit	+ 32′ 05	+ 21′ 05	— 169	— 195	— 26	*id.*
	Marignac	+ 31′ 6	+ 13′ 4	— 148	— 139	+ 9	*id.*
	Montech	+ 13′ 0	+ 20′ 65	— 192	— 169	+ 23	*id.*
	Saint-Arroumex	+ 27′ 65	+ 22′ 75	— 207	— 204	+ 3	*id.*
	Saint-Nicolas-de-la-Grave	+ 26′ 05	+ 27′ 15	— 234	— 234	0	*id.*
	Valence-d'Agen	+ 33′ 75	+ 29′ 55	— 281	— 262	+ 19	*id.*
	Villebrumier	+ 0′ 65	+ 17′ 85	— 121	— 133	— 12	*id.*

Parmi les 16 stations éliminées par la formule (1), on trouve : *Comberouger*, *Lavaur* et *Castelnau-de-Bretenoux*, qui donnent respectivement pour la différence ΔH Calc.-ΔH Obs. les valeurs — 33, + 33 et — 34 qui sont tout à fait comparables à celles que donnent, dans le tableau précédent, *Albi*, *Villefranche-de-Lauragais*, *Montréjeau*, *Mirande* et *Tournecoupe*. Des 13 stations restantes, l'une, *Lannemezan*, est redevenue régulière, grâce à la découverte d'une erreur de 10′ dans sa latitude; les 12 autres sont nettement *anomales*, comme fournissant des différences supérieures ou égales, en valeur absolue, à 44 unités du cinquième ordre décimal.

3. — La formule (3) ne représente pas seulement la distribution régulière de la composante horizontale dans la région représentée par les 8 départements du tableau précédent, *elle s'applique à toute la France*, abstraction faite des anomalies, bien entendu. Grâce à elle, j'ai pu retrouver, avec des différences généralement inférieures aux erreurs d'observation, la plupart des nombres que M. Moureaux a déterminés dans son travail magistral sur la carte magnétique de la France, nombres qu'il a ramenés tout récemment à l'époque uniforme du 1er janvier 1896 [1]. Dans ce cas, ΔH, exprimé en unités du 5e ordre décimal, a pour valeur :

$$10^5 H_{X,96} - 21780,$$

[1] TH. MOUREAUX, *Réseau magnétique de la France au 1er juillet 1896* (*Annales du Bureau Central Météorologique* pour 1898).

$H_{X,96}$ étant la composante horizontale de la station X au 1er janvier 1896 donnée par M. Moureaux, et 0,21780 étant la composante horizontale à l'Observatoire de Toulouse à la même date ([1]).

Lorsque la différence absolue des ΔH calculés et observés est inférieure à 30 ou 35 unités du cinquième ordre, on peut considérer la localité X comme régulière; si la différence absolue est supérieure à 40 unités, on a affaire à une *anomalie* dont l'importance est proportionnelle à la valeur absolue de cette différence.

On peut ainsi séparer très aisément les stations anomales des stations régulières.

Le tableau suivant montre la vérification de la formule (2) pour quelques départements pris dans toutes les régions de la France; les localités anomales sont indiquées par des italiques ([2]).

Département.	Station.	(Δ Long.)	(Δ Lat.)	$10^5 H_{X,96}$ — 21780	ΔH Calc.	ΔH Calc. — ΔH Obs.
Ardennes	Charleville	— 194′75	+ 369′85	— 2460	— 2499	— 39
	Givet	— 201′15	+ 391′85	— 2610	— 2654	— 44
	Mézières	— 194′85	+ 369′25	— 2470	— 2494	— 24
	Rethel	— 174′85	+ 353′25	— 2390	— 2401	— 11
	Sedan	— 207′65	+ 364′85	— 2450	— 2446	+ 4
	Vouziers	— 195′35	+ 347′45	— 2310	— 2332	— 22
Bouches-du-Rhône	Aix	— 238′75	— 4′85	+ 360	+ 337	— 23
	Arles	— 189′75	+ 3′55	+ 200	+ 213	+ 13
	Aubagne	— 246′35	— 18′75	+ 440	+ 450	+ 10
	Marseille	— 236′15	— 18′35	+ 430	+ 434	+ 4
Charente-Inférieure	Le Chapus	+ 157′25	+ 134′45	— 1160	— 1195	— 35
	Jonzac	+ 114′45	+ 109′45	— 930	— 957	— 27
	Marennes	+ 153′55	+ 132′95	— 1180	— 1179	+ 1
	Rochefort	+ 145′55	+ 140′55	— 1210	— 1226	— 16
	La Rochelle	+ 158′25	+ 153′25	— 1320	— 1336	— 16
	Royan	+ 148′15	+ 120′55	— 1060	— 1081	— 21
	Saint-Jean-d'Angely	+ 117′45	+ 139′45	— 1160	— 1182	— 22
	Saintes	+ 125′05	+ 127′65	— 1090	— 1104	— 14
Indre	Argenton	— 4′15	+ 178′85	— 1360	— 1322	+ 38
	Le Blanc	+ 23′45	+ 181′45	— 1400	— 1376	+ 24
	Châteauroux	— 14′55	+ 191′55	— 1390	— 1403	— 13
	La Châtre	— 31′35	+ 178′65	— 1030	— 1285	— 255
	Issoudun	— 30′95	+ 200′55	— 1470	— 1449	+ 21
	Mers	— 25′05	+ 183′25	— 1340	— 1328	— 12

([1]) Obtenue en ajoutant à 0,19600, composante horizontale du Parc Saint-Maur au 1er janvier 1896, le nombre 0,02180 qui est la différence (Toulouse — Parc) pour le commencement de 1896, déduite des observations absolues faites à l'Observatoire de Toulouse (longitude = + 52′ 75, latitude = 43°36′,75).

([2]) Ces anomalies sont *provisoires*, la formule (2) n'étant pas définitive, comme le montre le paragraphe 4 de ce travail.

Si on laisse de côté l'*Ardèche*, seul département dont M. Moureaux n'ait visité qu'une station (Privas, qui est régulier), la formule (2) met en évidence 16 départements dont toutes les stations sont régulières et 27 départements *presque réguliers*, qui ne présentent chacun qu'une anomalie[1] sur une moyenne de 5 à 6 stations par département. Ces 43 départements donnent un total de 227 stations régulières contre 28 anomalies. Si l'on y joint le *Tarn-et-Garonne*, très régulier d'après mes mesures, on peut considérer que l'aire de la distribution régulière de la composante horizontale dépasse notablement la moitié de la France, cette aire étant en très grande partie située au sud du quarante-septième parallèle.

4. — Toutefois, la formule (2), si satisfaisante en ce sens qu'elle démontre à la fois l'admirable régularité des mesures de M. Moureaux et la précision des mesures faites dans la région de Toulouse, n'est pas définitive, car les différences qu'elle fournit entre les nombres calculés et observés sont négatives dans l'*ouest* et le *nord* de la France, et positives dans l'*est* et le *sud-est*; les valeurs absolues des coefficients de (Δ long.) et de (Δ lat.) sont donc légèrement trop grandes. Le calcul des corrections à apporter à ces coefficients a été fait en utilisant 426 stations régulières, visitées par M. Moureaux ou par moi-même et appartenant à toutes les régions de la France.

Pour diminuer la longueur des calculs, j'ai posé:

$$x = -1{,}26 + a, \qquad y = -7{,}42 + b,$$

a et b étant deux nouvelles inconnues. Les équations à résoudre étaient alors de la forme

$$a\,(\Delta \text{ long.}) + b\,(\Delta \text{ lat.}) = \Delta\text{H Obs.} - \Delta\text{H Calc.},$$

le (ΔH Calc.) étant celui qui se rapporte à l'équation (2). L'examen attentif des équations a montré qu'une solution extrêmement approchée était donnée par $a = 0{,}1$, $b = 0{,}1$. J'ai fait alors un second changement de variables en posant;

$$a = 0{,}1 + \alpha, \qquad b = 0{,}1 + \beta,$$

α et β étant deux nouvelles inconnues. J'ai été ainsi conduit à utiliser 71 anciennes anomalies redevenues régulières et à rejeter 26 stations considérées d'abord comme régulières. Les 426 équations ainsi obtenues ont été résolues par les moindres carrés par le Service des

[1] A part le département des *Vosges*, qui fournit 2 anomalies pour 14 stations.

calculateurs de l'Observatoire de Toulouse que M. Baillaud avait mis à ma disposition avec une bienveillance dont je ne saurais trop le remercier ; elles ont donné :

$$\alpha = + 0{,}006, \qquad \beta = + 0{,}0001.$$

Pratiquement, on peut considérer α et β comme nuls, et la formule qui donne la distribution de la composante horizontale en France est définitivement :

$$(3) \qquad \Delta H = - 1{,}16 \,(\Delta \text{ long.}) - 7{,}32 \,(\Delta \text{ lat.}).$$

La formule (3) conduit à considérer comme réguliers ou presque réguliers 50 départements (en y comprenant l'*Ardèche*), parmi lesquels sont la presque totalité des départements frontières.

Par contre, il est des départements entièrement ou presque entièrement anomaux ; comme un assez grand nombre de ces départements sont limitrophes de départements réguliers ou presque réguliers, il s'ensuit que l'anomalie de ces départements est bien réelle et n'est pas due à une insuffisance de la formule (3). De même, on trouve dans des régions extrêmement anomales de véritables îlots réguliers ; *on doit donc considérer les anomalies de la composante horizontale comme se projetant sur un fond régulier dont la distribution est donnée par la formule* (3).

C'est la formule ainsi obtenue qui permet le triage définitif des stations régulières et anomales et donne, en grandeur et en signe, la valeur des anomalies pour la composante horizontale. On peut donc, dès maintenant, poser relativement à la constance et à l'intensité des anomalies de la composante horizontale *dans le temps* des problèmes qui devront être résolus ultérieurement.

Remarque. — L'aire d'application de la formule (3) dépasse très notablement la surface de la France, comme le démontre le tableau suivant :

Station.	(Δ long.)	(Δ lat.)	$10^5 H_{1896} - 21780$	ΔH Calc.	ΔH Calc. — ΔH Obs.
Potsdam (Allemagne).	— 696′50	+ 326′45	— 3047	— 3043	+ 4
Vienne (Autriche).....	— 895′40	+ 275′85	— 1005	— 981	+ 24
Livourne (Italie)......	— 332′45	— 3′65	+ 672	+ 644	— 28
Lucerne (Suisse).....	— 411′60	+ 206′05	— 1056	— 1031	— 25

Si l'on veut aller au delà et étendre, par exemple la formule, aux latitudes, plus grandes ou plus petites que celles de la France, on

reconnaît aisément qu'il faut introduire les termes du 2[e] degré en (Δ long.) et (Δ lat.) et adopter une formule à 2 termes.

E. MATHIAS.

PROPRIÉTÉS DES DÉPOTS ÉLECTROLYTIQUES DE FER OBTENUS DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE;

Par M. CH. MAURAIN.

Des dépôts de ce genre n'ont été étudiés jusqu'ici, à ma connaissance, que par Beetz [1]; il trouva que des dépôts en minces filets acquièrent dans des champs assez faibles une aimantation permanente aussi grande que possible : des champs plus intenses n'augmentaient pas cette aimantation; mais les champs qu'il employait étaient produits par des aimants permanents dont il n'indique pas les constantes, de sorte qu'on n'a aucun renseignement sur leur valeur. J'ai repris et étendu ces expériences en en precisant les conditions.

Principe des expériences. — Les dépôts étaient obtenus par électrolyse à l'intérieur d'une bobine magnétisante, disposée près d'un magnétomètre. Je pouvais ainsi étudier, d'une part, l'aimantation acquise par les dépôts pendant leur formation, pour des valeurs variables et connues du champ, et, d'autre part, sans toucher aux dépôts ni changer leur position par rapport au magnétomètre, les modifications apportées à leur aimantation initiale par des variations de différentes sortes du champ magnétique.

Disposition. — Le magnétomètre est constitué par un petit miroir rectangulaire sur lequel sont collés trois aimants plats, suspendu à un fil de cocon; les déviations sont observées au moyen d'une échelle Carpentier située à 297 centimètres du miroir. Le laboratoire se trouvant à proximité de deux lignes de tramways électriques qui produisent des perturbations, toutes les mesures ont été faites le soir, après l'extinction du courant des tramways.

La bobine magnétisante, formée de deux couches de fil, était placée verticalement derrière le magnétomètre, de manière que son axe fût seulement à quelques centimètres du miroir ($3^{cm},3$ dans

---

[1] BEETZ, *Pogg. Ann.*, t. CXI, p. 107-121; 1860.

la plupart des expériences); diamètre extérieur, $3^{cm},6$; longueur, 150 centimètres; nombre de spires par centimètre, 25,5. Le milieu de la bobine était à peu près à la hauteur du miroir, de sorte que l'action du courant sur le magnétomètre était faible et facile à compenser au moyen d'une bobine auxiliaire.

L'anode était constituée par 6 fils de platine de 50 centimètres de long, réunis à leur extrémité supérieure et fixés le long de tiges de verre, de manière à constituer 6 génératrices équidistantes d'un cylindre de $2^{cm},5$ de diamètre [1]; les cathodes étaient des tiges de laiton de $0^{cm},41$ environ de diamètre, maintenues suivant l'axe de ce cylindre par deux montures placées aux extrémités. Ces montures glissaient juste à l'intérieur du cylindre de verre sur lequel était enroulée la bobine magnétisante, et le système était descendu pour chaque expérience, de manière à occuper, par rapport à la bobine et, par suite, au magnétomètre, une même position, fixée par un repère. Cette position était celle d'action maximum sur le magnétomètre, déterminée en faisant glisser dans la bobine un dépôt aimanté; en somme, l'extrémité inférieure du dépôt était à peu près dans le plan horizontal du centre du miroir.

Au moment de faire une expérience, une tige de laiton bien dressée était polie à l'émeri fin, puis plongée quelques instants dans : ammoniaque, puis eau distillée, acide azotique, puis eau distillée, et fixée aussitôt dans la monture des électrodes; l'anode et la cathode étaient reliées aux extrémités du circuit d'électrolyse, où le courant s'établissait ainsi au moment où on plongeait le tout dans le bain mis à l'avance dans la bobine.

Comme bain, j'ai d'abord employé la solution obtenue en versant du sulfate ferreux dans une solution concentrée de pyrophosphate de soude (il se forme un précipité qu'on redissout en agitant), puis la solution suivante : eau distillée, 1 litre; oxalate double de fer et d'ammonium, 20 grammes; oxalate d'ammonium, 8 grammes, avec un courant d'électrolyse d'environ $0^{ampe},0025$ par centimètre carré de cathode, dans la plupart des expériences. Les deux bains donnent d'excellents dépôts, brillants et très adhérents; mais le bain au pyrophosphate a l'inconvénient de ne pas demeurer identique au bout de quelques jours; il s'y forme un dépôt s'il est trop riche en

(1) J'ai d'abord employé, au lieu de cette forme d'anode, une spirale de fil de platine, mais l'expérience a montré que les dépôts étaient moins réguliers qu'avec la forme décrite.

fer, et, même s'il est étendu, sa couleur change [cependant, quand il est très étendu, il a la curieuse propriété d'être incolore ([1])]. Dans ce qui suivra, je donnerai donc seulement, sauf indication contraire, des résultats obtenus avec le bain à l'oxalate, les conditions étant ainsi mieux comparables.

L'intensité du courant magnétisant était mesurée au moyen d'un ampèremètre-étalon de Hartmann et Braun; celle du courant d'électrolyse, par un ampèremètre Carpentier et, en même temps, pour plus de sensibilité, par un galvanomètre Deprez-d'Arsonval en dérivation sur l'ampèremètre.

Marche du magnétomètre pendant la formation des dépôts. — Si, le courant d'électrolyse restant bien constant, on construit pour chaque dépôt la courbe qui représente les déviations du magnétomètre en fonction du temps, compté à partir du moment où les électrodes ont été plongées dans le bain, on obtient pour ces courbes des lignes droites, sauf pour les trois ou quatre premières minutes; le mouvement du magnétomètre, d'abord insensible, s'accélère pendant ces trois ou quatre minutes jusqu'à la rapidité qui reste ensuite constante; la courbe a donc d'abord une partie légèrement concave vers le haut; mais tout le reste est une ligne droite, ce qui montre que l'action sur le magnétomètre croît proportionnellement au temps; comme d'ailleurs l'épaisseur de la couche déposée croît aussi proportionnellement au temps, il résulte de là que l'aimantation des différentes couches de ces dépôts a la même intensité. On peut donc parler pour chaque dépôt d'une intensité d'aimantation bien définie. L'épaisseur des dépôts n'ayant pas dépassé quelques microns, alors que leur longueur sur la tige de laiton est d'environ $47^{cm},5$, le champ démagnétisant était absolument négligeable.

Quant à la période initiale où l'action sur le magnétomètre croît plus lentement, elle se rattache sans doute à ce fait que les propriétés d'un corps ne deviennent bien définies que pour une certaine épaisseur; dans la série d'expériences décrites dans le paragraphe suivant, l'épaisseur totale moyenne de dépôts obtenus en cinquante minutes était $1^{\mu},16$ (nombre déduit de leur masse et de leur densité déterminée sur un dépôt plus considérable); l'épaisseur correspondant au passage du courant d'électrolyse pendant une minute est donc $0^{\mu},023$ environ (ce courant prend bien sa valeur dès qu'on ferme le

---

([1]) A. Job, *Ann. de Ch. et de Ph.*, 7e série, t. XX, p. 207; 1900.

circuit d'électrolyse) ; ainsi, l'épaisseur des couches déposées pendant la période initiale est bien de l'ordre qu'on s'accorde à attribuer à l'épaisseur nécessaire pour que les propriétés d'une substance deviennent définies, épaisseur précisée récemment pour l'argent par M. Vincent [1].

Quoi qu'il en soit, comme la durée de formation des dépôts que j'ai étudiés était d'au moins cinquante minutes, la légère perturbation du début n'a pas d'influence sensible sur les résultats.

Variation de l'aimantation des dépôts avec le champ. — Pour étudier cette variation, j'ai effectué plusieurs dépôts dans des champs différents, toutes les autres conditions étant aussi identiques que possible : bains empruntés à une mêmes olution d'oxalate, même intensité de courant d'électrolyse, même durée de formation (cinquante

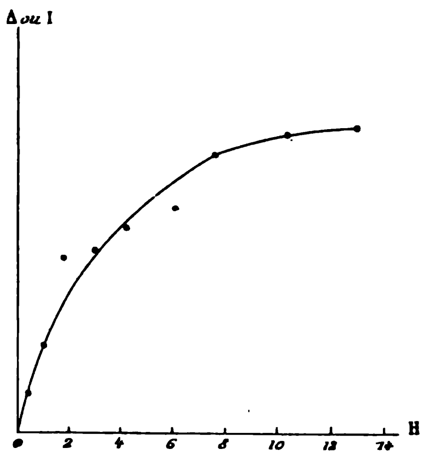


FIG. 1.

minutes). La courbe de la *fig.* 1 a été construite en portant en ordonnées la déviation totale Δ, proportionnelle à l'aimantation du dépôt, et en abscisses le champ correspondant ; ce champ était la somme de la composante verticale du champ terrestre, pour laquelle j'ai trouvé 0,46, là où était placé l'appareil, et du champ de la bobine, pour lequel on peut admettre la valeur $4\pi n_1 i$. Dans quelques expériences, j'ai cherché à compenser la composante verticale en envoyant

(1) G. VINCENT. *C. R.*, 14 mars 1898, et *Thèse de Doctorat.*

dans la bobine un faible courant de sens convenable ; la variation avec le champ de l'aimantation acquise est si rapide que, comme il est difficile de réaliser une compensation rigoureuse, j'ai toujours obtenu une aimantation appréciable dans un sens ou dans l'autre.

Voici les valeurs du champ H et de Δ correspondant aux points marqués sur la *fig.* (¹). H est donné en unités C. G. S. électromagnétiques (c'est-à-dire en gauss, d'après la décision du récent Congrès d'électricité) :

H	0,46	0,95	1,63	2,98	4,26	6,23	7,67	10,39	13,28
Δ	37	86,5	175,3	182	205	223,6	279,5	297,6	301

Il était important de *comparer l'aimantation de ces dépôts avec celle acquise par un dépôt identique, mais primitivement peu aimanté, sous l'action d'un champ croissant.* Pour obtenir la courbe d'aimantation ordinaire, j'ai soumis à un champ croissant plusieurs dépôts



Fig. 2.

obtenus exactement dans les mêmes conditions que les précédents, mais le champ terrestre étant alors compensé, plus ou moins complètement, par celui de la bobine. Comme je l'ai dit plus haut, l'aimantation initiale n'est pas nulle, et différente dans chaque expérience, de sorte que les courbes d'aimantation obtenues ne coïn-

(¹) Je n'indique pas les points correspondant aux expériences, dans lesquelles je cherchais à compenser le champ terrestre, parce que le champ, très faible, n'était pas connu alors avec une assez grande précision relative.

cident pas; mais elles diffèrent peu, comme on le voit sur la *fig.* 2 où sont représentées : 1° deux courbes (A et B) obtenues par l'action d'un champ croissant sur des dépôts qui avaient été retirés du bain (au bout de cinquante minutes), séchés, vaselinés, puis replacés dans la bobine, vidée, dans la position où ils s'étaient formés ; 2° une courbe (C) obtenue en laissant un dépôt dans le bain, maintenant le courant d'électrolyse tel quel et faisant croître rapidement (au bout de la cinquantième minute) le champ magnétisant. (L'aimantation des nouvelles couches déposées pendant cette opération, et dans un champ qui s'élève jusqu'à 30G, s'ajoute à celles acquises par les couches primitives sous l'action du champ croissant, de sorte que la courbe est trop élevée vers son extrémité ; mais cette expérience montre que les conditions différentes où ont été obtenues les deux courbes plus correctes A et B ne modifient pas très profondément la courbe d'aimantation.)

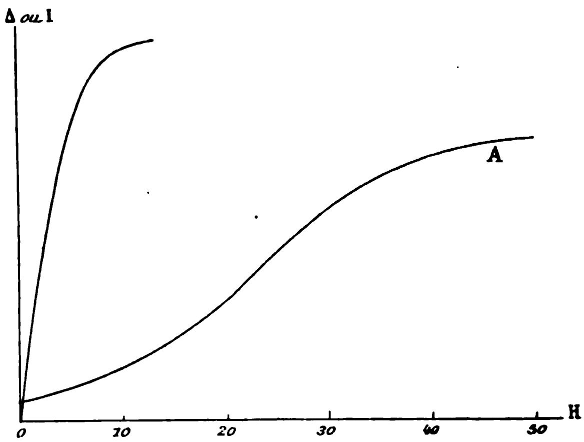


Fig. 3.

Dans la *fig.* 3, j'ai réuni à une même échelle la courbe d'aimantation des dépôts (celle de la *fig.* 1) et la courbe intermédiaire A de la *fig.* précédente ; on voit que la première monte beaucoup plus vite que la deuxième ; de plus, elle n'a pas la même allure ; elle ne présente pas de point d'inflexion ; elle monte très rapidement dès l'origine, cette période d'ascension rapide prenant fin pour un champ d'environ 10G. Lorsqu'on aimante, à la façon ordinaire, par l'action d'un champ croissant, du fer très doux, la fin de la période d'ascen-

sion rapide a lieu parfois avant que le champ atteigne cette valeur, mais il faut remarquer que le fer électrolytique ordinaire se comporte comme un acier dur[1], ce que vérifie d'ailleurs bien la courbe A pour le fer obtenu ici.

Dans les figures précédentes, les ordonnées sont proportionnelles aux déviations du magnétomètre, qui mesurent l'intensité d'aimantation en unités arbitraires ; pour connaître les valeurs absolues elles-mêmes, j'ai étalonné le magnétomètre par l'action d'une bobine de dimensions bien déterminées, parcourue par un courant d'intensité connue ; connaissant la masse des dépôts supposés réguliers, on peut alors calculer l'intensité d'aimantation ; on pourra trouver ailleurs[2] les détails de cette détermination, pour les résultats de laquelle on ne saurait espérer une grande précision ; je me contenterai ici de dire que la partie la plus élevée de la courbe d'aimantation des dépôts (*fig.* 1 ou 3) correspond à environ 800 C. G. S. ; d'ailleurs, ce qui est surtout intéressant, c'est la comparaison des deux courbes, qui n'est pas affectée par une certaine incertitude sur les valeurs absolues.

Les résultats précédents permettent d'interpréter ceux obtenus par Beetz : les filets de fer très minces, qu'il trouva aimantés à saturation, étaient sans doute formés dans des champs déjà assez notable pour correspondre à la partie élevée de la courbe obtenue ici ; au contraire, il n'obtenait pas la saturation pour des dépôts formés dans les mêmes conditions, mais beaucoup plus massifs (par exemple, longueur = 72 millimètres, largeur = 15 millimètres, épaisseur = $1^{mm},2$, ou, dans une autre expérience, $33 \times 14 \times 1,06$) ; c'est que le champ démagnétisant devenait dans ce cas très considérable, alors qu'il était négligeable pour les filets minces, de sorte que le champ dans lequel s'effectuait la plus grande partie du dépôt était, en réalité, beaucoup plus faible que dans le premier cas, bien que les aimants qui le produisaient fussent placés de même, et correspondait ainsi à une région antérieure de la courbe. Il faut remarquer que Beetz mesurait seulement l'aimantation permanente conservée par ses dépôts, en les portant, tout formés, près d'un magnétomètre ; il ne pouvait donc pas suivre l'aimantation pendant

(1) Voir en particulier : L. CAILLETET, *C. R.*, t. LXXX, p. 319 ; 1875 ; — W. LEICK, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, p. 691 ; 1896 ; — L. HOULLEVIGUE, *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 246 ; 1897.

(2) *Eclairage électrique.*

la formation même, ni étudier, sans rien changer à l'état du dépôt, l'action d'une variation du champ, comme je l'ai fait dans les expériences suivantes.

Action d'une variation du champ sur l'aimantation des dépôts. — Pour étudier cette action, on peut opérer de deux façons :

1° Le dépôt venant d'être obtenu à l'intérieur de la bobine magnétisante dans laquelle passe un courant d'intensité i_0, qui produit un champ total H_0, on peut simplement faire varier l'intensité du courant à partir de i_0, en l'augmentant ou la diminuant au moyen de résistances ; on a ainsi l'effet des variations du champ sur le dépôt tel qu'il a été obtenu, et à partir du champ dans lequel il a été obtenu. Une difficulté se présente : si on maintient pendant ces mesures le courant d'électrolyse, la masse du dépôt augmente et l'aimantation de ces nouvelles couches empêche les mesures d'être comparables entre elles ; si on enlève, au contraire, le courant d'électrolyse, une cause d'erreur inverse intervient : le courant d'électrolyse étant supprimé et le champ maintenu constant on voit l'action sur le magnétomètre décroître très rapidement d'abord, puis de plus en plus lentement[1]. Pour obvier à ces causes d'erreur, dans l'application de ce procédé, j'ai employé deux moyens : s'il s'agit d'étudier l'effet d'une variation peu compliquée du champ, il suffit de maintenir le courant d'électrolyse et d'opérer cette variation, à un moment donné, par exemple après cinquante minutes d'électrolyse, avec une grande rapidité, de façon que la couche déposée pendant la variation soit négligeable par rapport à la couche déposée antérieurement ; ceci convient, par exemple, quand on veut chercher l'aimantation rémanente, puisqu'il n'y a qu'à supprimer plus ou moins brusquement le champ, ou encore quand on veut étudier l'action d'une augmentation brusque du champ à partir de H_0. S'il s'agissait d'étudier l'effet d'une variation plus complexe, par exemple d'obtenir un ou plusieurs cycles d'hystérésis, je réduisais d'abord le courant d'électrolyse à une intensité très faible, suffisante pour empêcher l'action destructive du bain, et

---

[1] Il semble bien que ceci provienne de ce que le bain attaque le fer qui vient d'être déposé ; en effet, lorsque je laissais ainsi le dépôt dans le bain qui avait servi à l'électrolyse, pendant douze ou quinze heures, le magnétomètre était revenu à sa position primitive et le dépôt de fer avait presque complètement disparu. On pourra trouver plus de détails à ce sujet dans *l'Eclairage électrique*.

telle que la couche déposée pendant les mesures fût insignifiante;

2° On peut retirer d'abord le dépôt du bain, le sécher, le vaseliner pour prévenir son oxydation, et le replacer alors, soit de suite, soit quelques jours après, suivant l'axe de la bobine magnétisante, vide cette fois; les mesures portent alors sur une couche parfaitement définie; mais il y a le double inconvénient que la position du dépôt par rapport au magnétomètre peut n'être pas tout à fait la même que celle où il s'est formé, et que la variation du champ part alors de zéro et non pas de la valeur H_0 du champ dans lequel le dépôt a été obtenu. J'ai donc employé ce deuxième procédé seulement dans quelques expériences particulières, ou pour contrôler les résultats obtenus par le premier.

a. *Aimantation rémanente à partir de l'aimantation initiale.* — Elle est très sensiblement égale à celle acquise pendant la formation du dépôt, quel que soit le champ dans lequel s'est effectuée cette formation: la déviation du magnétomètre diminue à peine quand on fait décroître le champ de H_0 à 0. Cette aimantation rémanente est d'ailleurs moins sensible aux chocs que celle des aimants ordinaires. On peut donc espérer obtenir par dépôt électrolytique dans un champ assez fort de très bons aimants permanents.

b. *Effet d'un accroissement du champ à partir de* H_0. — L'aimantation s'élève au-dessus de celle acquise pendant la formation d'une manière d'autant plus notable que le dépôt a été obtenu dans un champ plus faible, ce qui est naturel, puisque le dépôt a une aimantation initiale d'autant plus éloignée de la saturation; mais la courbe d'aimantation à partir du point initial monte beaucoup moins vite que la courbe d'aimantation des dépôts, qui passerait aussi par ce point initial; cette nouvelle branche de la courbe d'aimantation ne ressemble pas non plus à la courbe d'aimantation ordinaire; elle est en effet concave vers le haut, comme le montre l'exemple représenté dans la *fig.* 4.

c. *Cycles d'hystérésis. Champ coercitif.* — Les courbes cycliques sont très différentes suivant la valeur du champ H_0 : quand H_0 est très faible, c'est-à-dire l'aimantation initiale peu intense, la forme des cycles est la forme classique, dans laquelle il n'y a pas de coude brusque sur les branches (*fig.* 2). Quand H_0 est relativement élevé, c'est-à-dire l'aimantation initiale déjà forte, la forme est différente; supposons, par exemple, qu'on fasse croître d'abord le champ de H_0 à une certaine valeur maximum H_m; si on fait ensuite décroître le

champ, la décroissance de l'aimantation est très lente, même quand le champ est devenu négatif; ce n'est que pour valeur — H_1 (supérieure à H_m dans l'exemple correspondant à la *fig.* 4) que l'aimantation se met à décroître; mais elle décroît alors avec une extrême rapidité; il y a un coude brusque de la courbe d'aimantation; si, après avoir dépassé légèrement cette période de variation rapide, on fait croître à nouveau le champ, on obtient une branche de forme semblable, et, finalement, une courbe fermée, qui diffère peu d'un rectangle (exemple, *fig.* 4, correspondant à un dépôt provenant d'un bain au pyrophosphate). Pour des valeurs intermédiaires de H_0, on obtient des formes intermédiaires. Le champ coercitif est d'autant plus grand que H_0 est plus grand, pour des dépôts obtenus dans les mêmes conditions.

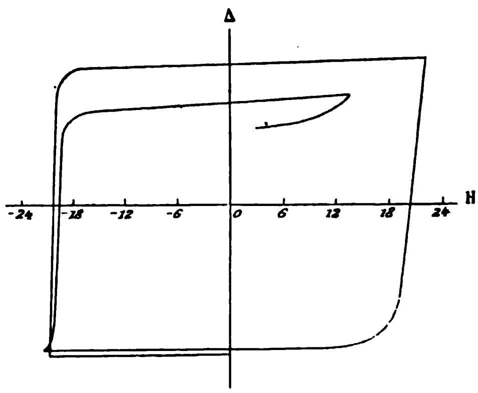


FIG. 4.

Dans les cas où le renversement de l'aimantation s'effectue brusquement, à l'aller et au retour, dans une très petite région du champ, si, lorsqu'on est arrivé dans une de ces régions de variation rapide, on maintient fixe pendant un moment le champ, on voit la tache lumineuse continuer à se déplacer sur l'échelle, très rapidement d'abord, puis de plus en plus lentement, décelant ainsi un traînage magnétique; par exemple, pour la première branche descendante de la *fig.* 4, le champ étant porté de la valeur — 20,4 à la valeur — 21, la tache effectue sur l'échelle un saut brusque et oscille; on la fixe rapidement [1]; elle continue alors à se déplacer dans le même sens

[1] Au moyen d'un dispositif connu : à côté du magnétomètre est une petite

de 17 divisions pendant la première minute et 7,5 pendant la deuxième. Ces phénomènes de traînage magnétique ont ceci d'intéressant qu'ils se produisent pour des valeurs élevées du champ [1].

Lorsque, au contraire, on n'augmente pas la valeur du champ négatif jusqu'à celle qui correspond à la variation rapide, et qu'on fait alors revenir le champ en arrière, on reste dans une région de faible variation de l'aimantation, et, bien que le champ décrive un large cycle à limites symétriques, l'aimantation reste positive et ne subit que de faibles variations, même si on répète celles du champ.

Action des premières couches du dépôt sur les suivantes. — J'ai observé une action intéressante de couches ayant une certaine aimantation sur la formation des couches suivantes. Dans les expériences rapportées plus haut, le champ de la bobine magnétisante était maintenu constant dans toute la durée de la formation de chaque dépôt ; mais si, à un certain moment, on change brusquement le champ magnétisant, qu'on le porte, par exemple, de H_0 à H_1, l'aimantation que prendront les nouvelles couches sera-t-elle constante et aura-t-elle la valeur qu'elle aurait eue si le champ avait eu, dès le début, la valeur H_1 ? L'expérience montre que les nouvelles couches acquièrent bien une aimantation constante (au moins pour les épaisseurs correspondant à mes expériences), mais que cette aimantation est supérieure à celle constatée lorsque le champ a la valeur H_1 dès le début, si $H_0 > H_1$, et inférieure si $H_0 < H_1$. En d'autres termes, l'aimantation des couches primitives augmente celle des nouvelles couches, si elle lui est supérieure, et la diminue si elle lui est inférieure. Voici quelques résultats qui mettent ce fait en évidence (δ désigne le nombre de divisions dont se déplace l'image sur l'échelle pendant une minute ; les champs successifs indiqués ont été maintenus chacun pendant huit minutes, sauf le premier, qui est maintenu assez longtemps pour que la perturbation initiale, dont j'ai parlé plus haut, ait complètement disparu ; pendant chacun de ces

---

bobine indépendante, dont le circuit comprend un élément Leclanché et un interrupteur placé sous la main de l'opérateur ; on amortit très facilement ainsi les oscillations du magnétomètre en les contrariant par l'action de la bobine.

[1] On peut dire que l'action du champ pendant la formation du dépôt a placé toutes les molécules d'une manière semblable, et particulièrement stable à cause de l'uniformité des actions magnétiques qui s'exercent ainsi entre elles ; lorsque l'action d'un champ négatif l'emporte, c'est à peu près en même temps pour toutes les molécules, d'où la rapidité de la variation de l'aimantation, et le mouvement des molécules se continue de proche en proche, d'où le traînage.

intervalles, la vitesse de déviation du magnétomètre, et, par suite, l'intensité d'aimantation s'est bien maintenue constante, sauf pour un des intervalles, comme je l'indique dans le tableau correspondant ; pendant chaque expérience, le courant d'électrolyse est naturellement maintenu constant) :

Première expérience (bain au pyrophosphate):	H	2,7	8,26	14,66	8,26	2,7		
	δ	0,64	1,5	2,9	1,88	1,62		
Deuxième expérience (bain à l'oxalate):	H	0,46[1]	2,7	8,26	14,66	8,26	2,7	0,46
	δ	0,98	1,71	3,62	6,55	3,65	2,89	2,4

Ainsi, dans ces deux expériences, où l'on a d'abord donné au champ des valeurs successives croissantes, puis les mêmes en décroissant, les δ (qui mesurent l'intensité d'aimantation de chaque couche) sont plus faibles dans la première période, où chaque couche était précédée d'une couche moins aimantée qu'elle, que dans la deuxième, où chaque couche était précédée d'une couche plus aimantée qu'elle.

Les expériences suivantes correspondent à des dépôts provenant de bains à l'oxalate :

Troisième expérience:	H	14,66	8,26	2,7	0,46	2,7	8,26	14,66
	δ	6,74	6,2	5,25	4,85	4,925	5	5,35

Ici, où l'ordre de succession des champs était inverse de celui établi dans les expériences précédentes, c'est dans la première période que les aimantations correspondant à un même champ sont les plus fortes.

Les deux expériences suivantes ont été faites avec une même intensité de courant d'électrolyse et avec deux solutions empruntées à un même bain :

Quatrième expérience:	H	14,66	8,26	2,7	0,46
	δ	5,98	5	3,91	3,38
Cinquième expérience:	H	0,46	2,7	8,26	14,66
	δ	1,19	1,87	3,3	6 à 5 (non constant).

Dans la quatrième expérience, où les champs allaient en décroissant, les intensités d'aimantation sont supérieures à celles obtenues dans la cinquième, où les mêmes champs étaient atteints en croissant.

On peut donc dire que l'orientation moyenne qu'ont prise les aimants particulaires dans les couches primitives influe sur celle que

prennent les nouvelles particules en se déposant à leur tour [1]. Cette action n'empêche pas les résultats que j'ai donnés plus haut d'être parfaitement déterminés, puisque chacun des dépôts comparés avait été alors obtenu dans un champ maintenu constant dans toute la durée de sa formation.

LA CONSTANTE CAPILLAIRE DE LAPLACE;

Par M. Gerrit BAKKER.

Si $f(r)$ représente la force qui agit entre 2 molécules d'un liquide et si on pose :

$$\int_r^\infty f(r)\,dr = \varphi(r), \qquad -\int_r^\infty r^2\varphi(r)\,dr = \psi(r),$$

on aura pour l'énergie potentielle du volume v :

$$W = 2\pi\psi(D)\rho^2 v, \tag{1}$$

ρ étant la densité, et D le diamètre d'une molécule [2].

Dans mon second mémoire sur la théorie des liquides à molécules simples [3], j'ai trouvé que le viriel des forces moléculaires $\mathcal{A} = \frac{3}{2} v \frac{dW}{dv}$ est égal à l'énergie potentielle multipliée par $-\frac{3}{2}$; on a donc :

$$2\mathcal{A} + 3W = 0,$$

ou, si A est le travail qu'il faut dépenser pour mettre toutes les molécules en dehors de leurs rayons d'activité respectifs :

$$3A - 2\mathcal{A} = 0, \tag{2}$$

Que l'on considère un liquide comme un système de molécules en mouvement ou comme un *agent* homogène, on aboutit à la relation (2);

---

[1] C'est-à-dire la composante verticale du champ terrestre. Ces expériences relatives aux dépôts magnétiques font penser à une action possible d'un champ magnétique sur la formation de cristaux magnétiques ou diamagnétiques; mais des expériences que j'ai faites à ce sujet ne m'ont révélé aucune influence sensible.

[2] Gerrit Bakker, *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 577; 1897.

[3] Gerrit Bakker, *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 511; 1898.

mais les considérations se rapportent exclusivement à une phase homogène, de sorte que la relation précédente ne s'applique pas à la couche capillaire. *Je me propose de démontrer que l'expression* $3A - 2\mathcal{A}$, *qui est nulle en tout point intérieur d'un liquide, n'est autre, que la tension superficielle dans le cas de la couche capillaire.*

Si l'on admet la fonction de force $(r) = -f\frac{e^{-qr}}{r}$, à laquelle je suis arrivé dans mon deuxième mémoire sur la théorie de la capillarité (1) la force qui s'exerce entre deux éléments de masse devient :

$$f\frac{mm'e^{-qr}}{r^2} + fq\frac{mm'e^{-qr}}{r},$$

et le viriel s'exprime par :

$$\mathcal{A} = \frac{1}{4}f\Sigma\frac{mm'e^{-qr}}{r} + \frac{1}{4}fq\Sigma mm'e^{-qr}.$$

Or

$$W = -\frac{1}{2}f\Sigma\frac{mm'e^{-qr}}{r};$$

d'où :

$$2\mathcal{A} = -W + \frac{1}{2}fq\Sigma mm'e^{-qr}. \tag{3}$$

Le dernier terme de (3) peut être considéré comme l'énergie potentielle d'un *agent* homogène dont la fonction de force est fqe^{-qr}. Calculons, dans cette hypothèse, l'énergie potentielle pour des couches planes parallèles dont la densité varie d'une façon continue d'une couche à l'autre.

On a, d'après Van der Waals (2), pour le potentiel V en un point de la couche capillaire :

$$V = -2a\rho - \frac{c_2}{1\,.\,2}\frac{d^2\rho}{dh^2} - \frac{c_4}{1\,.\,2\,.\,3\,.\,4}\frac{d^4\rho}{dh^4} - \ldots, \tag{4}$$

où

$$C_n = \int_0^\infty u^n\psi(u)\,du \quad \text{et} \quad \psi(u) = 2\pi\int_u^\infty u\varphi(u)\,du$$

$\varphi(u)$ étant la fonction de force.

(1) Gerrit Bakker, *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 394 ; 1900.

(2) J.-D Van der Waals, *Théorie thermodynamique de la capillarité dans l'hypothèse d'une variation continue de densité* (*Arch. Néerl.*, 1re série, t. XXVII, p. 136 ; 1895).

L'énergie potentielle de la couche capillaire par unité de surface est :

$$(6)\quad W = \frac{1}{2}\int_1^2 V\rho d\tau = -a\int_1^2 \rho^2 dh + \frac{c_2}{1.2}\int_1^2 \left(\frac{d\rho}{dh}\right)^2 dh - \frac{c_4}{1.2.3.4}\int_1^2 \left(\frac{d^2\rho}{dh^2}\right)^2 dh - ..$$

dh étant un élément de la normale aux couches parallèles, et les indices 1 et 2 se rapportant respectivement au liquide et à la vapeur saturée.

La fonction de force $\varphi(u) = fqe^{-qu}$ donne :

$$\psi(u) = 2\pi fq \int_u^\infty ue^{-qu}du = -2\pi f\int_u^\infty ud(e^{-qu}) = 2\pi fue^{-qu} + \frac{2\pi f}{q}e^{-qu}$$

et

$$c_n = \int_0^\infty u^n\psi(u)\,du = 2\pi f\int_0^\infty u^{n+1}e^{-qu}du + \frac{2\pi f}{q}\int_0^\infty u^n e^{-qu}du.$$

Or la fonction Γ d'Euler est telle que l'on ait :

$$\Gamma_{n+2} = \int_0^\infty u^{n+1}e^{-u}du = 1.2.3\ldots(n-1)\,n(n+1);$$

d'où :

$$\int_0^\infty u^{n+1}e^{-qu}du = \frac{\Gamma_{n+2}}{q^{n+2}},\qquad \int_0^\infty u^n e^{-qu}du = \frac{\Gamma_{n+1}}{q^{n+1}}$$

et

$$c_n = 2\pi f\left\{\frac{\Gamma_{n+2}}{q^{n+2}} + \frac{\Gamma_{n+1}}{q^{n+2}}\right\} = 2\pi f\frac{(n+2)\Gamma_{n+1}}{q^{n+2}}$$

$$\frac{c_n}{1.2.3\ldots n} = \frac{2\pi f(n+2)}{q^{n+2}}.$$

Posons $\lambda = \frac{1}{q}$; il vient pour la couche capillaire d'après (3) :

$$(7)\quad \frac{1}{2}fq\Sigma mm'e^{-qr} = 4\pi f\lambda^2\int_1^2 \rho^2 dh - 8\pi f\lambda^4\int_1^2\left(\frac{d\rho}{dh}\right)^2 dh + 12\pi f\lambda^6\int_1^2\left(\frac{d^2\rho}{d^2h}\right)^2 dh + \ldots$$

Or le W de l'équation (3), qui se rapporte à la fonction de force $-f\frac{e^{-qr}}{r}$, devient, d'après l'équation (5),

$$W = -2\pi f\lambda^3\int_1^2 \rho^2 dh + 2\pi f\lambda^5\int_1^2\left(\frac{d\rho}{dh}\right)^2 dh - 2\pi f\lambda^6\int_1^2\left(\frac{d^2\rho}{dh^2}\right)^2 dh + \ldots = -A$$

De cette équation et de l'équation (3) on tire alors :

$$2\mathcal{A}_0 - 3A = -\,4\pi f\lambda^4 \int_1^2 \left(\frac{d\rho}{dh}\right)^2 dh + 8\pi f\lambda^6 \int_1^2 \left(\frac{d^2\rho}{dh^2}\right)^2 dh - \dots$$

Or j'ai démontré [1] que la tension superficielle H est donnée par :

$$\text{(8)} \qquad H = \frac{1}{4\pi f}\int_1^2 \left(\frac{dV}{dh}\right)^2 dh,$$

V désignant le potentiel au point considéré donné par (4); de cette relation (4) on tire :

$$\text{(9)} \qquad \frac{dV}{dh} = -\,2a\frac{d\rho}{dh} - \frac{c_2}{1\,.\,2}\frac{d^3\rho}{dh^3} - \frac{c_4}{1\,.\,2\,.\,3\,.\,4}\frac{d^5\rho}{dh^5} - \dots$$

Or, pour la fonction de force $-f\dfrac{e^{-qr}}{r}$, on a [2] :

$$\frac{\dfrac{c_2}{1\,.\,2}}{a} = \frac{\dfrac{c_4}{1\,.\,2\,.\,3\,.\,4}}{\dfrac{c_2}{1\,.\,2}} = \frac{\dfrac{c_6}{1\,.\,2\,.\,3\,.\,4\,.\,5\,.\,6}}{\dfrac{c_4}{1\,.\,2\,.\,3\,.\,4}} = \dots = \frac{c_2}{2a} = \frac{1}{q^2} = \lambda^2.$$

D'où :

$$-\frac{dV}{dh} = 2a\frac{d\rho}{dh} + 2a\lambda^2\frac{d^3\rho}{dh^3} + 2a\lambda^4\frac{d^5\rho}{dh^5} + - \dots$$

et

$$\frac{1}{4}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 = a^2\left(\frac{d\rho}{dh}\right)^2 + a^2\lambda^4\left(\frac{d^3\rho}{dh^3}\right)^2 + a^2\lambda^8\left(\frac{d^5\rho}{dh^5}\right)^2$$
$$+ 2a^2\lambda^2\frac{d\rho}{dh}\frac{d^3\rho}{dh^3} + 2a^2\lambda^4\frac{d\rho}{dh}\frac{d^5\rho}{dh^5} + 2a^2\lambda^6\left\{\frac{d\rho}{dh}\frac{d^7\rho}{dh^7} + \frac{d^3\rho}{dh^3}\cdot\frac{d^5\rho}{dh^5}\right\} + \dots$$

L'intégration par rapport à h donne :

$$\frac{1}{4\pi f}\int_1^2 \left(\frac{dV}{dh}\right)^2 dh = \frac{\lambda^2}{2a}\int_1^2 \left(\frac{dV}{dh}\right)^2 dh$$
$$= 2a\lambda^2\int_1^2 \left(\frac{d\rho}{dh}\right)^2 dh - 4a\lambda^4\int_1^2 \left(\frac{d^2\rho}{dh^2}\right)^2 dh + 6a\lambda^6\int_1^2 \left(\frac{d^3\rho}{dh^3}\right)^2$$

---

[1] GERRIT BAKKER, *Deuxième mémoire sur la théorie de la capillarité* (*J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 402 ; 1900).

[2] J.-D. VAN DER WAALS, *loc. cit.*, p. 59 du mémoire.

ou

$$H = 4\pi f\lambda^4 \int_1^2 \left(\frac{d\rho}{dh}\right)^2 dh - 8\pi f\lambda^6 \int_1^2 \left(\frac{d^2\rho}{dh^2}\right)^2 dh + 12\pi f\lambda^8 \int_1^2 \left(\frac{d^3\rho}{dh^3}\right)^2 dh - \dots$$

La valeur de H changée de signe n'est autre chose que le second membre de la relation qui donne $2\mathcal{A} - 3A$. On a donc enfin :

$$H = 3A - 2\mathcal{A}.$$

Il est possible d'établir cette relation sans avoir besoin d'élever au carré l'expression qui donne $\frac{dV}{dh}$; mais cette nouvelle méthode a l'inconvénient de ne pas s'appuyer sur les travaux que j'ai fait paraître dans ce recueil.

REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS;

Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 2e semestre 1899.

L. DUMAS. — Sur la position des points de transformation magnétique des aciers au nickel. — P. 42.

Les recherches entreprises, sous la direction de M. L. Dumas, par la Société de Commentry-Fourchambault, ont été effectuées avec des aciers au nickel de compositions différentes, aux températures de + 15°, — 78° (neige carbonique) et — 188° (air liquide). Elles ont conduit aux conclusions suivantes :

1° La position du point de transformation magnétique ne dépend pas exclusivement de la teneur en nickel; pour une même teneur en nickel, les points de transformation changent avec la teneur en carbone, silicium et manganèse, et sont répartis dans l'échelle des températures entre des limites éloignées de plusieurs centaines de degrés. De faibles additions de carbone et de manganèse abaissent la température du point de transformation;

2° Certains aciers de teneur en nickel supérieure à 24 0/0 acquièrent par le refroidissement un magnétisme non permanent, c'est-à-dire qui ne subsiste pas à la température ordinaire (réversibles de M. Guillaume); d'autres, faisant partie des mêmes groupes, acquièrent par le refroidissement le magnétisme permanent (irréversibles). L'un des

échantillons possède même cette propriété remarquable d'être successivement non magnétique à + 75°, magnétique non permanent à — 78°, magnétique permanent à — 188°.

A. PONSOT. — Remarques sur l'emploi des cryohydrates. — P. 98.

L'auteur rappelle la propriété des mélanges cryohydratiques de se solidifier progressivement par refroidissement à température constante et l'application qu'il en a faite dans sa méthode cryoscopique.

GEO-K. BURGNESS. — Méthode pour déterminer la constante newtonienne. — P. 129.

La méthode employée est celle de Cavendish; au lieu de suspendre le fléau armé de boules au fil dont la torsion mesure l'action newtonienne, on augmente la sensibilité, en supportant le fléau à l'aide d'un flotteur sur mercure; l'excès de poids du fléau est compensé par un fil de petit diamètre.

On diminue ainsi le couple de torsion, tout en augmentant la sensibilité de l'appareil. Les masses de 2 kilogrammes fixées aux extrémités d'un levier de 12 centimètres soumises à l'action de masses de 10 kilogrammes à des distances convenables ont fourni une déviation voisine de 12°. C'est un effet considérable relativement à ceux obtenus jusqu'à ce jour.

W. DE NIKOLAIEVE. — Sur le champ magnétique à l'intérieur d'un cylindre creux parcouru par un courant. — P. 202.

A l'intérieur d'un cylindre creux indéfini, parcouru par un courant suivant les génératrices du cylindre, le champ magnétique est nul.

L'auteur a toutefois pu constater qu'un électro-aimant dont l'un des pôles se trouve à l'intérieur du cylindre tourne autour de son axe. Il règne un couple magnétique à l'intérieur d'un courant tubulaire.

H. LE CHATELIER. — Sur les changements d'état du fer et de l'acier. — P. 279 et 331.

Les travaux sur la récalescence de l'acier et les transformations du fer présentent peut-être l'inconvénient d'avoir été effectuées avec

des variations de température trop rapides. Les observations, faites à des températures, sinon tout à fait stationnaires, au moins ne variant que très lentement, ont conduit M. Le Chatelier à des résultats différant des résultats anciens, au moins au point quantitatif.

Au point de récalescence de l'acier, au lieu d'un simple changement de volume, on constate successivement, avant et après ce point, des changements de dimensions qui sont de sens inverse.

Le fer électrolytique a présenté les anomalies inexplicables déjà observées. N'y aurait-il pas lieu de penser que quelques-unes des particularités constatées pourraient s'expliquer par l'existence d'une double fusibilité semblable à celle découverte dans le silicium par Lehmann et Tammann. Ce corps à l'état cristallisé n'est stable qu'entre 60° et 214°, tandis qu'en dehors de ces limites la variété amorphe est seule stable.

GEORGES CLAUDE. — Sur les propriétés magnétiques aux basses températures. — P. 409.

Les essais, effectués par la méthode balistique, ont été poussés jusqu'à — 185°, température obtenue par l'évaporation de l'air liquide. L'induction maxima employée était voisine de 15.000 C. G. S.

La perméabilité et la perte hystérésique du fer présentent simplement une légère tendance à la diminution (de 2 à 5 0/0) pour les inductions considérables, et lorsque la température s'abaisse. Pour les faibles inductions, au contraire, la perméabilité et l'hystérésis diminuent d'une manière très notable avec la température. Ces résultats sont d'accord avec ceux obtenus par M. Thiessen [1].

JAMES DEWAR. — Sur la solidification de l'hydrogène. — P. 451.

Un ballon fermé d'environ 1 litre de capacité contient de l'hydrogène gazeux pur et sec; il porte, soudé sur son col, un petit manomètre à mercure; il porte aussi un long tube de verre dont l'extrémité recourbée et fermée plonge dans l'hydrogène liquide. Ce dernier est contenu dans une éprouvette à double paroi, avec vide de Crookes. On abaisse la pression au-dessus de l'hydrogène de l'éprouvette réfrigérante; aussitôt de l'hydrogène liquide se réunit dans le

(1) *Physical Review*, février 1899.

tube refroidi. Avec une pression de 30 à 40 millimètres, M. Dewar a obtenu la solidification de l'hydrogène liquide entourant l'extrémité du tube. En renversant l'appareil sens dessus dessous, aucun liquide ne s'est écoulé le long du tube. On peut donc considérer le liquide comme solidifié.

Le point d'ébullition de l'hydrogène est 21° absolus à 760 millimètres ; le point critique est compris entre 30 et 32° absolus ; le point de fusion est voisin de 16° absolus. La tension de la vapeur saturée d'hydrogène est représentée aux basses températures par la relation :

$$\log p = 6,7341 - \frac{83,28}{T}.$$

W. de NIKOLAIEVE. — Sur diverses expériences destinées à confirmer l'hypothèse d'Ampère, relative à la direction de l'action élémentaire électromagnétique. — P. 475.

Le dispositif expérimental est imaginé de manière à obtenir des actions qui se produisent, comme si les champs magnétiques de tous les courants linéaires d'un système solénoïdal subsistaient indépendamment les uns des autres, malgré l'absence de force magnétique à l'extérieur du solénoïde.

Jean et Louis LECARME. — Expériences de télégraphie sans fil, exécutées entre Chamonix et le sommet du mont Blanc. — P. 589.

Les expériences ont été faites entre les altitudes de 1.000 mètres (Chamonix) et de 4.350 mètres (observatoire du mont Blanc), et elles ont bien réussi en temps serein et en temps nuageux. L'électricité atmosphérique a provoqué quelques perturbations, sans nuire toutefois à la télégraphie pratique. La station électrique de Chamonix (courants triphasés à 2.500 volts) a empêché toute espèce de communication.

A. BUGUET et V. CHABAUD. — Ampoule radiométrique à anticathode froide. — P. 591.

L'anticathode est formée d'un gros tube de platine soudé directement au verre de l'ampoule et entouré d'un manchon en verre destiné à éviter l'action sur le tube métallique de l'induit inverse de la

bobine. Le tube est fermé à son extrémité interne par une lame de platine inclinée. Celle-ci, destinée à être échauffée par l'afflux cathodique, est refroidie par le liquide que l'on peut introduire dans le tube de platine.

A. BLONDEL. — Sur les réactions d'induit des alternateurs. — P. 586.

A. POTIER. — Observations sur une note de M. Blondel relative à la réaction d'induit des alternateurs. — P. 637.

Il résulte de la loi harmonique admise pour la variation de la force électromotrice d'un alternateur, que, pour tout décalage intermédiaire ψ, la réaction de l'induit peut être considérée comme la résultante d'une réaction directe produite par le courant $I \cos\psi$ en phase avec la force électromotrice et d'une réaction transversale due au courant $I \sin\psi$ en quadrature. Ce point de départ admis, M. Blondel déduit que la réaction d'induit d'un alternateur doit, en général, être définie par deux coefficients de self-induction, ou par trois si on veut mettre les fuites à part.

M. Potier complète la note de M. Blondel, en résolvant l'équation du courant :

$$Ri + \frac{d\,(Li)}{dt} = E \sin \omega t,$$

dans le cas particulier où L varie en raison inverse du binôme $(1 - 2\alpha \cos \omega t)$ entre les valeurs maxima et minima λ et λ', lorsque le fer est loin de la saturation.

AIGNAN et E. DUGAS. — Sur la détermination du coefficient de solubilité des liquides. — P. 643.

Trois cas peuvent se présenter lorsqu'on mélange deux liquides : 1° les liquides ne sont pas miscibles et ne réagissent pas l'un sur l'autre; 2° les deux liquides étant susceptibles de se combiner, l'un des liquides se dissout dans la combinaison, et l'excès de ce liquide lui-même non combiné dissout à saturation la combinaison formée; 3° des phénomènes accessoires ayant lieu et modifiant la composition de l'un au moins des liquides, le volume α de l'un des liquides qui se dissout dans l'unité de volume de l'autre liquide dépend du rapport des quantités des deux liquides en présence.

On peut, à l'avance, différencier ce dernier cas des deux autres en

utilisant plusieurs éprouvettes graduées dans lesquelles on introduit des proportions différentes de chacun des liquides.

Le calcul des coefficients de solubilité α et β par l'observation des volumes respectifs des portions non mélangées varie, dans ce dernier cas, d'une éprouvette à l'autre.

Ch. FABRY, J. MACÉ de LÉPINAY et A. PÉROT. — Sur la masse du décimètre cube d'eau. — P. 709.

Avec la méthode interférentielle déjà décrite [1], les auteurs ont étudié les faces d'un cube de verre au double point de vue de la planéité et de leurs inclinaisons respectives ; ils ont pu déterminer son volume $61^{cc},75136$ avec une grande précision. La masse d'eau à 4° déplacée par le cube ayant été déterminée au Bureau international des Poids et Mesures, on en conclut que :

$$\text{masse de } 1.000^{cc} \text{ à } 4^{\circ} : 999^{gr},9786 = 1^{kg},21^{mg},4.$$

Ce résultat est d'accord, à quelques milligrammes près, avec les mesures provisoires effectuées par M. Chappuis :

1 kilogramme — 24 milligrammes.

Alphonse BERGET. — Enregistrement microphonique de la marche des chronomètres. — P. 712.

Un microphone de Hughes à charbon vertical et à support léger, placé sur la boite d'un chronomètre, est en relation avec un téléphone sur la plaque vibrante duquel est un transmetteur microphonique à quatre charbons. Ce transmetteur est en relation avec un récepteur téléphonique dont la membrane vibrante exécute des mouvements d'amplitude suffisante pour rompre à chaque vibration le contact établi entre une pointe de charbon et une mince lame de platine fixée à la membrane. On enregistre ainsi les chocs du chronomètre sur un cylindre recouvert de noir de fumée qui tourne uniformément.

---

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 230 ; 1899 ; — *Ann. de Ch. et de Ph.*, 7e série, t. XVI, p. 115.

P. DE HEEN. — Reproduction électrique des figures de Savart, obtenues à l'aide de lames liquides. — P. 717.

Les figures dessinées par de la poudre de soufre sur un plateau de résine électrisée qu'on soumet à l'action d'un ou plusieurs foyers d'ébranlement de l'éther (flammes ou aigrettes électriques) ressemblent aux figures géométriques que l'on réaliserait en projetant sur un plan des jets liquides, qui, en s'étendant en lames, produisent des figures bien connues. Tout se passe comme si, de ces sources, provient un *souffle éthéré* qui, rencontrant la lame, entraîne l'énergie électrique, comme le souffle duvent entraîne la poussière. Les rayons X produisant les mêmes actions, il est légitime de les rapprocher des rayons cathodiques; ceux-ci seraient dus à un entraînement de la matière radiante par l'éther; les rayons X seraient simplement des projections d'éther.

M. et Mme P. CURIE. — Sur la radio-activité provoquée par les rayons de Becquerel. — P. 714.

Des substances inactives soumises au rayonnement du polonium et du radium prennent une radio-activité qu'elles peuvent conserver pendant un temps assez long. Ce phénomène n'est pas dû à des traces de matière radioactive qui seraient transportées sous forme de vapeur ou de poussière sur la lame exposée ; il existe, en effet, une *radio-activité induite*, qui disparaît graduellement et régulièrement lorsque le corps impressionné est au repos.

M. et Mme P. CURIE. — Effets chimiques produits par les rayons de Becquerel. — P. 823.

Les corps radio-actifs transforment l'oxygène en ozone, coloren en violet le verre des flacons qui les contiennent (effet dû à la peroxydation du manganèse), agissent sur le platinocyanure de baryum. Celui-ci, sous l'influence du radium, commence par jaunir, puis devient brun. On peut régénérer le platinocyanure en l'exposant à la lumière solaire. M. Giesel [1] a réalisé un platinocyanure de

[1] *Wied. Ann.*, t. LXIX, p. 91.

baryum radifère très lumineux au moment de sa préparation, lequel, sous l'influence de ses propres rayons de Becquerel, se transforme en la variété brune moins lumineuse.

La production d'ozone sous l'influence des rayons émis par le radium est une preuve que le rayonnement de ce corps correspond à une dépense continue d'énergie.

A. DEBIERNE. — Sur une nouvelle matière radio-active. — P. 593.

Les investigations de M. Debierne ont porté sur les corps qui sont contenus dans la pechblende et qui, en solution acide, ne précipitent pas par l'hydrogène sulfuré, et précipitent complètement par l'ammoniaque ou le sulfhydrate d'ammoniaque. La matière précipitée contient du zinc, du manganèse, du chrome, du vanadium, de l'uranium, du titane, du niobium, du tantale, du lanthane, du didyme, du cérium, de l'yttrium. La radio-activité, qui existe à un degré faible dans la masse brute précipitée, augmente à mesure que l'on effectue les séparations. Une fraction de cette matière possède une radioactivité cent mille fois plus grande que celle de l'uranium, et les phénomènes présentés sont comparables à ceux observés par M. et Mme Curie pour le polonium et le radium.

EUG. DEMARÇAY. — Sur le spectre du radium. — P. 716.

L'observation spectroscopique de divers échantillons de chlorure de baryum contenant du radium en proportions croissantes a fourni la liste des raies nouvelles comprises entre $\lambda = 5000{,}0$ et $\lambda = 3500{,}0$:

λ	Force.	λ	Force.
4826,3	10	4533,5	9
4726,9	5	4458,0 environ	3
4699,8	3	4436,1	8
4692,1	7	4364,4	3
4683,0	14	4340,6	12
4641,9	4	3814,7	16
4647,2 environ	4	3649,6	12
4600,3	3		

Toutes ces raies nouvelles dues au radium sont nettes et étroites et rappellent par leur aspect celles du baryum.

P. VILLARD. — Sur l'action chimique des rayons X. — P. 882.

On intercepte entre l'anticathode d'un tube de Crookes et sa paroi une feuille mince d'aluminium qui arrête les rayons cathodiques et se laisse traverser par les rayons X. La paroi du tube prend une coloration violette due probablement à la peroxydation du magnésium contenu dans le verre. Ce résultat établit une analogie de plus entre les rayons X et les radiations émises par les substances radioactives.

J. BOUSSINESQ. — Ce que devient un système d'ondes planes latéralement indéfinies, dans un milieu transparent isotrope, mais hétérogène formées de couches planes et parallèles. — P. 794 et 859.

L'auteur étudie le problème de la transmission des ondes lumineuses dans un milieu transparent et isotrope en admettant, dans le cas de la réfraction atmosphérique, que la vitesse ω de propagation de la lumière varie d'une manière continue d'un point à l'autre.

DUSSAUD. — Sur le rendement de la transmission du son par l'électricité. — P. 880.

On améliore le rendement de la transmission du son par l'électricité : 1° en augmentant le nombre des membranes microphoniques que l'on enferme dans une caisse de résonance où vient vibrer l'air mis en mouvement par la voix ; 2° en faisant agir l'air vibrant sur chacune des faces des membranes microphoniques ; 3° en augmentant le nombre de facettes de l'électro-aimant (poste récepteur) en regard desquelles se trouve une plaque vibrante ; 4° en recueillant l'air ébranlé des deux côtés de chacune des plaques vibrantes au moyen de conduits qui aboutissent au même orifice.

PERREAU. — Influence des rayons X sur la résistance électrique du sélénium. — P. 956.

La résistance du sélénium diminue lorsqu'on le soumet à l'action des rayons X. La résistance revient à sa valeur primitive assez lentement lorsque les rayons X sont supprimés. Les circonstances du

phénomène sont les mêmes que dans le cas de la lumière. La variation de résistance due aux ondes hertziennes est nulle.

THOMAS TOMMASINA. — Sur la constatation de la fluorescence de l'aluminium et du magnésium dans l'eau et dans l'alcool, sous l'action des courants de la bobine d'induction. — P. 957.

Les expériences faites avec un tube de Crokes ou un voltamètre traversés par la décharge d'une bobine démontrent une fluorescence anodique avec les électrodes d'aluminium et de magnésium. Il paraît ne rien se produire avec le platine, l'argent, le cuivre, le laiton, le zinc et l'étain. Pour expliquer ces apparences, l'auteur est disposé à admettre l'existence d'une couche d'oxyde entre le liquide et l'électrode, couche qui deviendrait fluorescente sous l'influence de la décharge.

AL. GERSCHUN. — Méthode pour déterminer la densité moyenne de la Terre et la constante gravitationnelle. — P. 1013.

La surface libre d'un liquide soumis à l'action simultanée de la terre et d'une masse pesante (sphère par exemple) prend la forme d'une surface d'égal potentiel newtonien. On peut calculer le rayon de courbure ρ de cette surface en fonction de la distance h du centre de la sphère agissante à la surface libre (supposée très étendue) du liquide et en fonction du rayon R, ainsi que de la masse M de la terre. La formule

$$\rho = \frac{Mh^2 - \mu R^2}{\mu R^3 + Mh^3} hR$$

permet le calcul de la densité moyenne d de la Terre, si l'on peut expérimentalement mesurer le rayon ρ. On peut y arriver en utilisant le procédé que Foucault a donné pour vérifier la planéité des surfaces optiques. On détermine le déplacement nécessaire pour passer de la mise au point de deux lignes focales fournies par la surface réfléchissante.

R. DONGIER.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE;

Vol. XXXI, n°s 4 à 9.

N. MYCHKINE. — Phénomènes observés dans le champ électrique d'une pointe. — P. 159-200. — Contributions à la question de l'action chimique du flux électrique dans le champ d'une pointe électrisée. — P. 241-249.

Des phénomènes analogues à ceux que l'auteur a observés dans le champ d'un tube de Crookes [1] se produisent aussi dans le champ formé autour de deux pointes, dont l'une sert d'anode à une machine électrostatique ou à une bobine de Ruhmkorff, et l'autre de cathode. L'allure générale des rotations d'un disque en celluloïd en divers points du champ est semblable aux résultats de l'action du « vent électrique »; quand l'observateur vise le disque le long de la pointe horizontale servant d'anode, il voit la rotation s'effectuer dans le sens des aiguilles d'une montre, si le disque est à sa droite, et dans le sens inverse, s'il est à gauche. Mais la grande vitesse de cette rotation et le fait qu'elle se produit aussi quand le disque est logé dans le vide d'un tube de Crookes rendent cette hypothèse improbable aux yeux de l'auteur. La rotation se produit avec tant de force que l'auteur a construit un moteur électrostatique assez fort pour mouvoir une sirène à une vitesse de 3.800 à 4.500 tours par minute.

Une plaque photographique sensible, enfermée dans une cassette non transparente, et exposée pendant trente minutes à l'action du champ des pointes, donne, après développement, des images caractéristiques. Les mêmes images peuvent être observées sur une plaque fluorescente, destinée aux expériences de Röntgen.

W. L.

N. SCHILLER. — Sur le changement de l'énergie intérieure pendant la dilution des solutions. — P. 93-101.

L'auteur complète et modifie son mémoire antérieur sur le même sujet [2]. Le résultat principal est formulé ainsi : l'énergie intérieure de la solution est indépendante de son état de concentration,

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 59.
(2) Voir *J. de la Société Ph.-Ch. Russe*, t. XXX, p. 159.

si une relation linéaire existe entre le volume spécifique du dissolvant et le degré de concentration de la dissolution.

W. L.

D. BOBYLEFF. — Sur les parallélogrammes symétriques de Tschebycheff. — P. 85-91.

M. Bobyleff donne une démonstration nouvelle des propriétés des parallélogrammes articulés, symétriques par rapport à un axe. Rappelons que M. Tschebycheff a calculé les dimensions nécessaires pour qu'une des articulations décrive une courbe qui s'écarte d'une droite moins qu'une quantité choisie arbitrairement [1].

W. IGNATOWSKY.

N. BOULGAKOFF. — Sur l'intégration de l'équation des oscillations électriques pour un anneau. — P. 103-119, 143-159.

Le but de ce mémoire, purement mathématique, est d'intégrer l'équation

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = MW,$$

en admettant que M est une constante, que W satisfait à l'équation pour tous les points situés à l'intérieur de l'anneau, et qu'à sa surface W doit être égal à une fonction donnée des coordonnées. Les coordonnées péripolaires sont employées pour tout le calcul.

W. IGNATOWSKY.

W. MICHELSON. — Sur l'application judicieuse du principe de Doppler. — P. 119-126.

L'auteur remarque qu'en appliquant le principe de Doppler aux questions de l'astrophysique on suppose que la densité du milieu reste constante; il démontre ensuite que cette restriction n'est pas indispensable et obtient la formule suivante :

$$N = n\left[1 - \frac{1}{v}\Sigma\left(l\frac{\partial \mu}{\partial f} + \mu\frac{\partial l}{\partial t}\right)\right].$$

---

(1) Voir pour la description des parallélogrammes : *Ass. Franç. pour l'avancement des Sciences*, Congrès de Paris 1878, séance du 29 août.

où n représente le nombre d'oscillations de la source, N le nombre de celles qui parviennent à l'œil de l'observateur, séparé de la source par divers milieux, μ et l, respectivement, l'indice de réfraction et la longueur du chemin dans chaque milieu ; la vitesse relative de la source et de l'observateur est supposée petite par rapport à la vitesse de la lumière r.

Si l'on suppose qu'un milieu de forme prismatique, aux surfaces indéfiniment grandes, s'introduit avec une vitesse v entre la source et l'œil, la formule devient :

$$N = n\left(1 - \frac{2c}{v}\sin\frac{\delta}{2}\right),$$

où δ est l'angle de déflexion du rayon par le prisme.

Ce cas se présente au moment des éclipses de lune : le rôle du prisme est joué par l'atmosphère terrestre, et l'on doit apercevoir un déplacement momentané des lignes de Fraunhofer dans le spectre de la lune, vers le rouge au commencement de la totalité, et en sens contraire au moment de l'apparition de la lumière. Un phénomène analogue peut avoir lieu à la surface du soleil : les rayons sortant à proximité des bords du disque peuvent rencontrer des parties de la photosphère, douées de vitesses différentes et de diverses densités. L'auteur veut même expliquer par des considérations analogues les déplacements que les lignes spectrales peuvent subir indépendamment les unes des autres : si les éléments, dans l'atmosphère solaire, existent à l'état libre, ils peuvent être séparés les uns des autres, par conséquent les rayons qu'ils émettent parcourent des chemins différents, à travers des milieux dont la densité est variable, et éprouvent des changements de longueur d'onde non identiques.

W. Ignatowsky.

A. BOULATOFF. — Sur la température critique. — P. 62-82.

En discutant les données numériques des températures critiques de divers corps, l'auteur a remarqué qu'elles augmentent en même temps que les poids moléculaires. Il arrive souvent que des corps très différents par leur constitution chimique, mais ayant des poids moléculaires presque identiques, ont aussi des températures critiques différant très peu. Pour la série des éthers butyriques, cette

relation peut être exprimée par la formule :

$$t_k = 123,5 + 1,5\mu,$$

si l'on nomme t_k la température critique, et μ, le poids moléculaire.

Pour :

C_3H_3Cl, CH_2Cl_2, $C_2H_4Cl_2$, $CHCl_3$ et Cl_4,

$$t_k = 198,8 + 0,56\mu.$$

Le mémoire contient une table de neuf pages, renfermant les données numériques à l'appui des conclusions de l'auteur.

W. L.

W. LERMANTOFF. — Appareils simples pour la démonstration expérimentale de quelques principes de mécanique, à l'usage de l'enseignement élémentaire. — P. 66.

1° *Les forces intérieures ne peuvent mettre en mouvement un corps solide.* — On courbe une lame d'acier en forme de V, et l'on attache ses deux bouts par une ficelle. On pose ce ressort bandé sur deux clous enfoncés dans une planchette verticale, suspendue à l'aide de deux ficelles. Quand ce système mobile est en repos, on brûle la ficelle ; la force considérable du ressort bandé se transmet subitement à la planchette bien mobile ; mais celle-ci reste en repos. Elle est fortement projetée, si l'un des bouts du ressort s'appuie en quelque point fixe, et l'autre sur le clou de la planchette ;

2° *Le centre de gravité d'un système ne peut être mis en mouvement par l'action des forces intérieures.* — Deux planchettes de formes quelconques sont percées à leur centre de gravité et montées sur un pivot horizontal, supporté par une fourchette, suspendue à deux ficelles. Une des planchettes porte un ressort léger, bandé par une ficelle et s'appuyant sur un clou enfoncé dans l'autre planchette. On brûle la ficelle ; les planchettes commencent à tourner en sens contraire ; mais l'axe de rotation reste en repos, malgré la grande mobilité de sa suspension ;

3° *La sensibilité d'une balance est en raison inverse du poids de son fléau.* — Le fléau du modèle est découpé dans une même planchette. Après avoir démontré l'influence du déplacement des axes par rapport au centre de gravité et noté la déviation causée par un petit

poids donné, on enfile sur les mêmes axes un second fléau, identique au premier, la déviation devient à peu près deux fois moindre.

N. HESEHUS. — Relation entre l'électrisation au contact et la tension superficielle des corps. — P. 126-137.

En 1895, l'auteur a émis l'idée que l'électrisation est due au changement d'équilibre de l'éther réparti dans la masse des deux corps, mis en contact. Mais l'état de l'éther dans la masse d'un corps, comparée à celle de l'éther contenu entre les molécules de l'air ambiant, peut être caractérisé par la différence de leurs indices de réfraction, ainsi que par la tension superficielle. Le mémoire de M. Coehn (*Wied. Ann.*, 1898, 64, 217) vient de confirmer la prévision de M. Hesehus, en constatant que les corps doués d'un indice de réfraction supérieur, s'électrisent positivement par leur contact avec les corps, dont l'indice est moindre.

Une constante diélectrique élevée correspond ordinairement à une tension superficielle considérable. M. Coehn a réuni plusieurs nombres constatant cette relation ; mais le chloroforme et l'éther ont une tension superficielle notablement moindre. M. Hesehus remarque que la tension superficielle est une quantité difficile à déterminer à cause des impuretés, mais que la chaleur latente d'ébullition (d'après Mendeleeff et Obach), le coefficient de dilatation (d'après de Heen) et le coefficient de cohésion moléculaire (d'après Liedentopf) augmentent aussi avec la constante diélectrique ; en classant les corps d'après les valeurs de ces constantes, on arrive à placer le chloroforme et l'éther conformément à l'hypothèse nouvelle. Les corps solides eux-mêmes semblent confirmer la loi : la tension superficielle du verre poli est évidemment plus grande que celle du verre dépoli : or le premier s'électrise positivement par le frottement avec de la soie, et le deuxième prend l'électrisation négative.

Dans la série de Volta, les coefficients de dilatation et l'élasticité résiduelle décroissent de + plomb à — platine.

J. BORGMAN et A. PETROWSKY. — Luminescence des tubes de Geissler et de Lecher dans le champ de la bobine de Ruhmkorff. — P. 137-141. — Cas particulier de luminescence d'un tube de Geissler, dont les deux électrodes sont en communication avec le même pôle d'une bobine de Rumkorff. — P. 200-222. — — Application du phénomène cité à la mesure des capacités électrostatiques faibles. — P. 222-244.

Un tube de Lecher (sans électrodes et à grande raréfaction) devient lumineux quand il est placé dans le champ d'une bobine de Ruhmkorff, dont le circuit secondaire est ouvert ou fermé par un tube de Crookes. La luminescence est insignifiante quand le circuit est formé par un conducteur ou un tube de Geissler. Elle augmente, quand on met en connexion avec le tube un corps de grande capacité électrique, et atteint son maximum quand le tube est placé normalement à un long fil rectiligne bien isolé, mis en connexion avec l'un des pôles de la bobine. Ce fil lui-même devient lumineux : l'effluve lumineuse qu'il émet est divisée en parties d'égale longueur par des points lumineux.

En poursuivant leurs études, les auteurs ont étudié la disposition suivante : les deux électrodes d'un tube de Geissler ont été réunies par des fils conducteurs aux deux bouts d'une longue auge en paraffine, remplie d'eau, à l'aide de deux électrodes en platine. Une troisième électrode en platine pouvait être placée le long de l'auge; elle était réunie à un des pôles de la bobine. Dans ces conditions, le tube devient lumineux; son éclat augmente notablement, quand on réunit à la terre le deuxième pôle de la bobine ; mais, en déplaçant l'électrode le long de l'auge, on obtient un espace noir au milieu du tube. Ce « nœud » se déplace, si l'on change la capacité du tube en le réunissant à quelque conducteur isolé. Après avoir gradué l'auge et trouvé les conditions nécessaires pour rendre l'appareil sensible aux petites variations de la capacité, les auteurs ont fait beaucoup de mesures intéressantes. Pour vérifier la méthode, ils ont mesuré la capacité d'un tore en laiton, qui a déjà servi aux expériences de M. Boulgakoff[1], et dont il a calculé une capacité égale à 3,683 c. m.; la mesure directe a donné : 3,85 c. m. La méthode nouvelle donne le moyen de mesurer les capacités d'une colonne d'un corps demi-conducteur de hauteur variable : l'éther bien dépourvu d'eau et ses

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 50.

mélanges avec l'alcool à 99,8 0/0, contenant moins de 22 0/0 de ce dernier, ont donné une capacité nulle ; le mercure et le mélange de 3 0/0 d'acide sulfurique avec l'eau ont des capacités égales entre elles et proportionnelles à leurs volumes ; mais les mélanges moins conducteurs suivent la même loi seulement pour des colonnes courtes ; à partir d'une hauteur déterminée, la capacité n'augmente plus avec la hauteur. La capacité d'un tube de Geissler augmente rapidement avec la raréfaction du gaz qu'il contient.

W. L.

A. HERITCH. — Sur la nature des oscillations longitudinales des spirales élastiques. — P. 249-258.

En observant les mouvements d'un interrupteur électrique (spirale Roger), l'auteur a remarqué qu'il se forme des ondes longitudinales stationnaires, avec des nœuds et des ventres. Par conséquent, une spirale libre, vibrante, peut être considérée comme formant un quart d'onde stationnaire, dont un nœud est au point de suspension, et un ventre à l'extrémité libre, et son mouvement peut être exprimé par la formule de Newton.

Soit l la longueur de la spirale suspendue verticalement, p sa masse, K son coefficient d'élasticité, c'est-à-dire le nombre de dynes nécessaires pour produire une élongation d'un c. m., ρ la masse de l'unité de sa longueur, et t la période d'une oscillation simple. D'après la formule de Newton, la vitesse de propagation des vibrations sera :

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \sqrt{\frac{Kl}{\frac{p}{l}}} = l\sqrt{\frac{K}{p}}.$$

En nommant T la durée d'une oscillation simple, ou le temps pendant lequel les vibrations se propagent le long d'une demi-onde, égale à $2l$, on peut écrire :

$$2l = Tl\sqrt{\frac{K}{p}}; \qquad T = 2\sqrt{\frac{p}{K}}.$$

Les expériences de l'auteur confirment ce calcul.

Cette formule ne s'applique pas immédiatement à une spirale chargée d'un poids M à son extrémité libre.

La durée propre de vibration de la masse M soumise à l'action de la spirale serait

$$T = \pi \sqrt{\frac{M}{K}}.$$

Si cette durée se confond avec celle de la vibration propre de la spirale, la spirale chargée aura même durée de vibration que la spirale libre. On obtiendra la condition en égalant les deux expressions de T,

$$\pi \sqrt{\frac{M}{K}} = 2 \sqrt{\frac{p}{K}}; \quad M = \frac{4}{\pi^2}\, p = 0{,}4053p; \quad T = 2.$$

L'auteur déduit de là, pour l'expression de la durée d'une oscillation d'une spirale de masse p, chargée d'un poids m :

$$\sqrt{\frac{p + \frac{\pi^2}{4} m}{K}} = \pi \sqrt{\frac{m + \frac{4^2}{\pi} p}{K}}$$

W. IGNATOWSKY.

Supplément : *Annuaire du Bureau Principal des Poids et Mesures Russe*, t. IV, 1899, p. 33-45.

D. MENDELEEFF. — Discours sur les oscillations des balances.

L'extrême précision des pesées est obtenue maintenant par l'observation des élongations successives de l'aiguille du fléau oscillant et le calcul de sa position d'équilibre, calcul impliquant la connaissance exacte de la loi du décrément de l'amplitude. Cette loi a été l'objet de recherches expérimentales dans les cas du pendule; pour les balances, on admet cette même loi, sans avoir fait des recherches spéciales. M. Mendeleeff a profité du grand nombre de pesées faites au Bureau pour la comparaison de divers étalons, à l'aide de diverses balances, pour une étude plus approfondie de la loi du décrément des amplitudes.

Le décrément des amplitudes d'oscillations d'une balance est loin d'être une quantité constante : il décroît notablement en même temps que l'amplitude. Comme première approximation, on peut admettre que le décrément est une fonction linéaire de l'amplitude. Toutes les conditions, dont le changement fait varier la durée d'une

oscillation, influent aussi sur la valeur du décrément. La raréfaction de l'air ou la substitution de l'hydrogène à ce gaz font diminuer notablement le décrément, sans faire varier la durée de l'oscillation dans une proportion comparable. L'influence de l'augmentation de la charge est très variable : pour une grande balance de Collot, le décrément et la durée d'une oscillation diminuent tous deux quand la charge augmente ; le contraire a lieu pour plusieurs autres balances de diverse provenance, si l'on substitue à l'acier et à l'agate du couteau de la balance et de son support d'autres matériaux moins durs : le laiton, le cuivre, la corne et le caoutchouc durci ; la durée de l'oscillation et le décrément augmentent (4, 5 fois et 2,25 fois respectivement, si l'on substitue le caoutchouc à l'acier). — Les recherches de M. Mendeleeff sont encore à leur début.

J. LEBEDEFF. — Le thermomètre à hydrogène du Bureau des Poids et Mesures Russe. — P. 57-81.

Ce thermomètre est conforme à celui du Bureau international, et muni d'un réservoir en verre dur ; il est destiné aux comparaisons directes avec les thermomètres à mercure. Pour contrôler le degré d'identité des résultats que l'on peut obtenir en pareilles circonstances, on a de nouveau déterminé le coefficient de dilatation de l'hydrogène, à volume constant, et obtenu le nombre

0,00366240.

M. Chappuis a trouvé, à Breteuil : 0,0366254.

W. L.

TRAVAUX NÉERLANDAIS.

L. ARONSTEIN et S.-H. MEIHUISEN. — Recherches sur le poids moléculaire du soufre suivant la méthode du point d'ébullition. — *Archives Néerlandaises*, 2ᵉ série, t. III, p. 89.

Ce mémoire est la réponse à un travail considérable de MM. Orndorff et Terrasse sur le même sujet, dans lequel les savants américains arrivaient à la conclusion que le poids moléculaire du soufre

est donné par la formule S^9 au-dessous de son point de fusion et par S^8 au-dessus de cette température, tandis qu'il correspond à la formule S^2 quand on se sert de monochlorure de soufre S^2Cl^2 comme dissolvant.

MM. Aronstein et Meihuisen ont fait leurs déterminations au moyen de l'appareil bien connu de Beckmann, en faisant subir à l'appareil des modifications de détail et en éliminant l'influence des variations barométriques par l'emploi d'un second appareil rempli du dissolvant pur, l'élévation du point d'ébullition étant donnée par la différence des lectures simultanées des deux thermomètres. Ils arrivent ainsi aux conclusions suivantes :

1° Il n'y a pas de différence certaine entre le poids moléculaire du soufre au-dessous et au-dessus du point de transformation des deux variétés cristallines de ce corps;

2° Il y a encore moins de différence entre le poids moléculaire au-dessous et au-dessus de son point de fusion;

3° Le poids moléculaire déterminé dans le sulfure de carbone et le benzol concorde bien avec la formule S^8 et non avec la formule S^9 donnée par M. Orndoff et Terrasse;

4° Le monochlorure de soufre S^2Cl^2 est partiellement dissocié à sa température d'ébullition en chlore et en un autre corps, qui est très probablement du soufre; il est donc absolument impropre aux déterminations du poids moléculaire, et la valeur 64 trouvée par ce moyen est inexacte.

E.-C.-J. MOHR. — Etudes sur l'équilibre dans le système eau, chlorure d'ammonium et chlorure ferrique. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. III, p 131.

Ce travail est la continuation des recherches de M. Bakhuis Roozeboom sur le même sujet; les isothermes de solubilité dans le système étudié ont été déterminées à 25°, 35° et 45°. Deux nouveaux sels doubles : $FeCl^3.AzH^4Cl$ et $2FeCl^3.AzH^4Cl+4H^2O$ ont été découverts, à cette occasion, au moyen d'expériences faites au microscope; le dernier cristallise dans le système cubique.

Dans les mélanges étudiés, tous les observateurs ont rencontré des cristaux cubiques, de couleur variable, de composition variable, renfermant à la fois du chlorure d'ammonium et du chlorure de fer; ces *cristaux mixtes* offrent des anomalies optiques prononcées, entre autres une forte double réfraction et un pléochroïsme très net; en

même temps ils présentent à l'analyse d'inexplicables irrégularités. Leur nature a échappé également à la sagacité de M. Mohr, et on ne peut rien dire de certain à leur égard. Il semble seulement très probable qu'ils sont constitués par du chlorure d'ammonium et un sel double antérieurement connu, répondant à la formule

$$FeCl^3.2AzH^4Cl + H_2O.$$

H.-W. BAKHUIS ROOZEBOOM. — Sur la solidification de mélanges liquides de substances tautomères. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. III, p. 187.

L'auteur a essayé dans ce travail de déterminer par voie graphique les phénomènes de congélation dans les mélanges de substances tautomères, dans le cas où la congélation tombe complètement ou partiellement dans les domaines de température pour lesquels il n'y a plus de transformation dans le liquide. M. Bakhuis Roozeboom suppose que le passage du domaine de l'équilibre réciproque à celui pour lequel il n'y a plus de décomposition se fait en traversant un domaine d'équilibre non réciproque. Quand donc on connait la position des courbes d'équilibre et de solidification, on peut déterminer d'avance tous les phénomènes qui se passent lorsqu'on chauffe plus ou moins longtemps les modifications isomères α ou β et qu'on refroidit ensuite plus ou moins rapidement.

Deux points surtout ont de l'importance : ce sont le point eutectique, où se rencontrent les courbes de solidification, et le point le plus bas de la courbe, qui représente les équilibres réciproques.

H.-W. BAKHUIS ROOZEBOOM. — La solubilité et le point de fusion comme critérium pour la distinction des combinaisons racémiques, cristaux mixtes pseudo-racémiques et conglomérats inactifs. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. III, p. 201.

On a, dans ces dernières années et de divers côtés, cherché des critérium pour distinguer entre les corps racémiques et les mélanges inactifs. Cette distinction est encore devenue plus difficile depuis que les travaux de MM. Kipping et Pope ont montré l'existence d'une nouvelle catégorie de combinaisons, savoir les cristaux mixtes pseudo-racémiques. M. B. Roozeboom appelle conglomérat tout mélange de corps dextrogyres et lévogyres, dans lequel ces corps coexistent à l'état séparé. On peut reconnaître ces différents corps au moyen de déterminations cristallographiques précises ; mais ces déterminations

sont souvent impossibles, car les trois types de corps en question se transforment aisément les uns dans les autres. L'auteur montre comment il semble possible, en s'aidant des phénomènes de solubilité et de fusion, de trouver des critérium sûrs pour résoudre dans tous les cas possibles, le problème de la distinction des trois espèces de corps : combinaison racémique, cristaux mixtes ou conglomérat.

F.-A.-H. SCHREINEMAKERS. — De l'équilibre dans les systèmes de trois constituants avec deux et trois phases liquides possibles. — 5e mémoire. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. III, p. 273.

L'auteur étudie les équilibres du système eau, phénol et aniline; c'est un système à trois constituants A, B, C, dans lequel deux des systèmes binaires AB et BC, par exemple, présentent la superposition de deux couches liquides, les solutions AC restant toujours homogènes. Le système étudié présente cette particularité qu'à toutes les températures où il y a stratification du système AB, BC est homogène, et réciproquement (1).

M. Schreinemakers détermine expérimentalement : d'abord, les équilibres dans les trois systèmes binaires eau-phénol, eau-aniline, phénol-aniline, puis les équilibres entre deux couches liquides dans le système ternaire, et enfin la courbe des températures maxima. Dans de précédents mémoires, l'auteur avait montré des exemples de systèmes dans lesquels des phases solides sont en équilibre avec deux couches liquides; mais les phases solides n'étaient autres que les constituants, tandis que, dans le système glace, phénol et aniline, outre les trois constituants solides, il apparaît encore une combinaison binaire solide répondant à la formule $C^6H^5OH + C^6H^5AzH^2$.

La complication dont sont susceptibles les équilibres qui prennent naissance est donc prodigieuse; aussi l'auteur n'a-t-il fait qu'esquisser la discussion de tous les cas possibles.

H.-W. BAKHUIS ROOZEBOOM. — Sur le point de solidification des cristaux mixtes de deux substances. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. III, p. 414.

L'auteur étudie théoriquement la solidification d'un mélange de deux liquides, quand elle est accompagnée de la formation de cristaux

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 60; 1900.

mixtes. Plusieurs cas sont possibles : ou bien les mélanges fondus se solidifient en une série continue de cristaux mixtes de même espèce, et alors il y a trois sous-cas, selon que les points de solidification de tous les mélanges sont intermédiaires entre les points de solidification des constituants, et présentent un maximum ou un minimum ; ou bien les mélanges fondus se solidifient en une série interrompue de cristaux mixtes de même nature, et la solidification présente deux types possibles.

Quand les deux constituants se solidifient en diverses espèces de cristaux, les deux derniers types de solidification sont seuls possibles.

Le point de départ de cette théorie est le principe d'équilibre de Gibbs, à savoir qu'un système de substances se met en équilibre, à une pression déterminée, de telle manière que le potentiel thermodynamique du système soit un minimum.

H.-W. BAKHUIS ROOZEBOOM. — Sur les points de transformation chez les cristaux mixtes. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. III, p. 445.

L'auteur essaye de prévoir théoriquement les phénomènes de transformation des cristaux mixtes d'un état α en un état β, en distinguant divers types suivant que la série α et la série β sont, ensemble ou non, continues ou discontinues, et suivant que la solidification ne fait apparaître qu'une des deux formes ou bien les deux.

H. KAMERLINGH ONNES. — Standard Gas-Manometers (Precision-piezometers with variable volume for gases) [Manomètres à gaz étalons (piézomètres de précision à volume variable pour les gaz)]. — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 50.

Ces appareils ne font nullement double emploi avec le manomètre étalon à air libre qui a été décrit auparavant [1]. Ce sont des piézomètres de Cailletet, en verre d'Iéna, remplis d'hydrogène pur, dont les indications, à une température constante donnée, sont comparées à celles du grand manomètre-étalon. Dans les mêmes conditions, ces appareils peuvent donc remplacer le manomètre à air libre, surtout lorsqu'il s'agit d'étudier les isothermes des mélanges de gaz à très basse température, auquel cas il faut des mesures rapides de pression, la température ne pouvant être maintenue constante pendant un temps trop long. Les manomètres à hydrogène comprimé

(1) Voir *J. de phys.*, 3e série, t. IX, p. 426 ; 1900.

sont au nombre de 4 et conviennent pour des intervalles de pressions allant respectivement de 4 à 8, de 8 à 16, de 16 à 32 et de 32 à 64 atmosphères ; de 1 à 4 atmosphères, on emploie le premier manomètre partiel du manomètre à air libre étalon. Deux manomètres consécutifs ont en commun un petit intervalle de pression de façon à permettre des vérifications. La partie supérieure de chaque manomètre porte un renflement où s'arrête la graduation du manomètre et qui a pour but de rendre aussi identique que possible la sensibilité de l'appareil aux différents points de cette graduation.

H. KAMERLINGH ONNES. — Methods and apparatus used on the cryogenic Laboratory : Mercury pump for compressing pure and costly gases under high pressure (Méthodes et appareils employés au Laboratoire cryogène de Leyde : pompe de compression à mercure à haute pression pour les gaz purs et coûteux). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n°s 51 et 54.

L'auteur décrit d'abord une *boîte à ébullition*, qui est disposée pour permettre de faire des mesures sur des corps plongés dans un bain d'oxygène liquide bouillant, soit sous la pression de l'atmosphère, soit sous pression réduite. On peut opérer avec un bain d'oxygène liquide de 1/2 à 3/4 de litre, bain dont on peut, au besoin, doubler la capacité. Le gaz liquéfié est contenu dans un vase de verre mince soigneusement isolé contre la chaleur extérieure par plusieurs enveloppes de verre concentriques, contenues elles-mêmes dans une boîte en cuivre mince isolée et entourée d'un espace annulaire où circulent les vapeurs d'oxygène aspirées dans le bain liquide par la pompe aspirante et foulante qui commande le cycle de l'oxygène. Ces vapeurs, comprimées à leur tour, passent dans une boîte à ébullition refroidie à — 140° par de l'éthylène bouillant dans le vide et se liquéfient ; elles repassent alors dans la boîte à ébullition de l'oxygène, etc.

La boîte à ébullition possède quatre fenêtres opposées deux à deux. La paire supérieure, ronde, sert pour observer le jet d'oxygène liquide et le régler au moyen d'un robinet qui se manœuvre de l'extérieur au moyen d'une poignée isolante ; la paire inférieure, ovale et plus grande, permet de suivre les opérations dans le bain d'oxygène liquide.

Pour atteindre des températures moins basses, il peut être très commode d'opérer avec des bains de protoxyde d'azote liquide, corps qui a l'avantage de ne s'évaporer, comme l'oxygène, que par la surface et de fournir, comme lui, des bains parfaitement transparents.

M. Kamerlingh Onnes décrit des dispositifs permettant la réalisation de cycles fermés au moyen du protoxyde d'azote, employé soit en petite, soit en grande quantité.

Il décrit ensuite une pompe à mercure servant à la liquéfaction en grand des gaz purs ; c'est un perfectionnement de la pompe que M. L. Cailletet a décrite et fait construire dès 1882, et qui est caractérisée par un piston plongeur, agissant de bas en haut, et dont l'extrémité est recouverte de mercure pour supprimer tout espace nuisible. Le cylindre dans lequel le gaz est comprimé communique, par un tube en U rempli de mercure, avec un cylindre de compression droit où se meut un piston plongeur agissant de haut en bas. Les étoupes du barillet qui, dans le compresseur primitif, étaient en contact avec le mercure et laissaient entrer de l'air dans le gaz à comprimer, sont, cette fois, au-dessus du mercure, dont elles sont séparées par de la glycérine servant en même temps à lubréfier. Le robinet oscillant est remplacé par une soupape d'aspiration laissant librement entrer le gaz dans le barillet de la pompe. On maintient un excès de mercure dans le tube à pression au moyen d'un tube capillaire à robinet régulateur. On augmente la capacité de travail de cette pompe en lui fournissant, au moyen d'un compresseur auxiliaire d'un type construit par la Société Génevoise, les gaz sous pression plus élevée.

H. KAMERLINGH ONNES et M. BOUDIN. — On the measurement of very low temperatures. Coefficient of pressure variation of pure hydrogen between 0° C. and 100° C. (Mesure des très basses températures. Coefficient de variation de pression de l'hydrogène pur entre 0° et 100°). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 60.

Les auteurs ont mesuré le coefficient de dilatation à volume constant de l'hydrogène pur avec le plus grand des thermomètres à volume constant construits par M. Kamerlingh Onnes et décrits dans ce recueil [1]. La précision la plus grande a été déployée dans toutes les mesures, les auteurs s'étant visiblement inspirés des errements suivis par M. P. Chappuis dans son magistral travail sur la comparaison des différents thermomètres à gaz avec le thermomètre à mercure. Le coefficient de dilatation du verre d'Iéna, employé pour la confection du thermomètre à gaz, a été déterminé par la méthode du thermomètre à poids. Les niveaux mercuriels ont été

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 128 ; 1900.

repérés au moyen d'un cathétomètre transportable à trois lunettes de la Société Génevoise de construction. Quant aux variations brusques de la pression atmosphérique, qui pouvaient fausser les mesures de pression, elles ont été éliminées en reliant l'extrémité du tube manométrique à la branche ouverte d'un baromètre à siphon, l'ensemble étant relié à une bouteille de 2 litres de capacité, pleine d'air et plongée dans de la glace pure fondante. Les variations de pression provenant des petites variations de la température de l'air des tubes de jonction ne sont plus alors que de quelques centièmes de millimètre de mercure en une heure et suivent une loi très régulière. La moyenne de trois déterminations est $\alpha = 0,0036627$, nombre qui est en parfait accord avec les expériences de M. P. Chappuis.

CH.-M.-A. HARTMAN. — On the phenomena of condensation in mixtures in the neighbourhood of the critical state (Sur les phénomènes de condensation dans les mélanges au voisinage de l'état critique). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 56.

D'un calcul reposant sur la supposition que l'isotherme théorique et l'isotherme expérimentale tracées dans le plan *pv* ont la même tangente au point de plissement, M. Duhem avait déduit cette conséquence que, dans un mélange de deux substances entièrement miscibles, à toutes les températures intermédiaires entre le point de plissement et le point de contact critique, l'isotherme théorique coupe deux fois l'isotherme expérimentale.

M. Hartman démontre que la première supposition n'est pas admissible et joint à son argumentation une remarque géométrique du professeur Van der Waals conduisant au même résultat.

L'impartialité m'oblige à signaler que, dans une note insérée aux *Comptes rendus* du 24 décembre dernier, M. Caubet justifie complètement les vues théoriques de M. P. Duhem [1] par l'étude expérimentale d'un grand nombre d'isothermes des mélanges de l'acide carbonique avec l'acide sulfureux ou le chlorure de méthyle. Il montre que, dans le plan des *pv*, à la température du point de plissement, l'isotherme théorique et l'isotherme expérimentale sont tangentes au point de plissement, tandis qu'elles font un point anguleux au second point d'intersection de l'isotherme réelle avec la ligne rosée.

E. MATHIAS.

---

[1] Voir P. DUHEM, *Traité élémentaire de Mécanique chimique*, t. IV, p. 144 et suivantes.

LES APPAREILS DE MESURES ÉLECTRIQUES A L'EXPOSITION. SECTIONS ÉTRANGÈRES;

Par M. H. ARMAGNAT.

Passer en revue tous les appareils de mesures électriques de l'Exposition serait une tâche longue et fastidieuse; il faut se borner à montrer l'évolution accomplie, les progrès réalisés et les tendances actuelles. Dans ce résumé, il est impossible de citer un grand nombre d'appareils très utiles, fort bien construits, mais déjà connus ou ne présentant pas un caractère assez nouveau. Ce n'est donc pas un jugement que l'on devra chercher dans les lignes qui vont suivre, et on ne devra pas conclure que les appareils qui y sont cités sont supérieurs à ceux dont on ne parle pas.

Galvanomètres. — Les galvanomètres à cadre mobile ont pris aujourd'hui une place prépondérante dans tous les laboratoires; on ne se contente plus de les employer aux mesures courantes, qui exigent de la rapidité et peu de sensibilité; par une progression constante, ils sont arrivés à donner des résultats équivalents à ceux des galvanomètres Thomson. La maison Hartmann et Braun exposait un galvanomètre donnant une déviation de 1 millimètre, sur une échelle placée à 1 mètre, pour un courant de 5×10^{-10} ampères! Il est évident que ce résultat n'est obtenu qu'en augmentant le nombre de tours de fil sur le cadre mobile et en diminuant le couple du fil de suspension, toutes choses qui font qu'à partir d'une certaine sensibilité on a encore avantage à recourir aux galvanomètres à aimants mobiles. Un des grands défauts des galvanomètres à cadre mobile, rendus trop sensibles, réside dans leur amortissement, de telle sorte que, si on doit les employer sur un circuit de faible résistance, la déviation se produit avec une trop grande lenteur, et l'usage en devient réellement peu pratique. Néanmoins, ces galvanomètres ont encore, sur ceux à aimants mobiles, le très grand avantage de n'être pas influencés par les variations magnétiques ambiantes.

C'est pour éliminer les influences magnétiques extérieures que MM. Du Bois et Rubens enveloppent leurs galvanomètres dans une double boîte en acier doux (*fig.* 1). Ce cuirassement des galvanomètres a été proposé depuis longtemps déjà, sans grand succès;

l'emploi d'une *double* enveloppe en acier doux paraît être la cause dominante de la réussite dans le cas actuel.



Fig. 1. — Galvanomètres Du Bois et Rubens.

Deux modèles de ce galvanomètre étaient exposés par Siemens et Halske. Dans le plus petit, il y a seulement deux bobines, envelop-

pées chacune dans une carcasse hémisphérique, en acier fondu, comme celle qui est représentée sur la figure, au pied du galvanomètre. Les bobines ont, chacune, 2.000 ohms; mais d'autres bobines, ayant 5 ou 100 ohms, peuvent leur être substituées. Les bobines mises en place sont enveloppées dans une seconde cuirasse, et, dans l'intervalle entre les deux sphères, se loge une paire d'aimants directeurs en arc de cercle; ceux-ci sont manœuvrés à l'aide de deux tiges cylindriques, que l'on voit immédiatement au-dessus de l'enveloppe extérieure; ils peuvent seulement tourner autour de l'axe. Une seconde paire d'aimants directeurs est placée, extérieurement, sur une tige verticale.

Dans le grand modèle, à quatre bobines, les enveloppes de fer sont cylindriques, celle de l'extérieur est mobile dans le sens vertical. Il y a deux paires d'aimants directeurs, une au dessous, l'autre au dessus, toutes deux extérieures aux enveloppes. Comme dans le modèle précédent, les bobines ont 2.000, 100 ou 5 ohms.

Ces galvanomètres sont munis chacun de deux équipages astatiques : l'un, relativement lourd, rappelle celui des galvanomètres Thomson; il sert pour les observations courantes; l'autre, extrêmement léger, composé de très petits aimants, sert pour les expériences délicates. D'après les mesures de MM. Du Bois et Rubens, on obtient, avec ces galvanomètres, les sensibilités suivantes, exprimées sous la forme de la *constante d'Ayrton :*

	Modèle à 2 bobines.	Modèle à 4 bobines.
Équipage lourd..................	80	160
— léger..................	800	1.000

On sait que la constante d'Ayrton représente la déviation en millimètres, que donne un courant de 1 microampère traversant le galvanomètre, lorsque la distance de l'échelle au miroir est de 2 mètres et la durée d'oscillation de cinq secondes. On ramène toujours, par le calcul, les résultats à ceux que donnerait un galvanomètre ayant seulement 1 ohm de résistance.

La même constante appliquée aux observations balistiques, par la substitution du micro-coulomb au micro-ampère et en remplaçant les déviations permanentes par les élongations, donne :

	Modèle à 2 bobines.	Modèle à 4 bobines.
Équipage lourd..................	50	100
— léger..................	500	630

Une disposition assez ingénieuse, présentée par Siemens et Halske, consiste à placer le galvanomètre sur une console accrochée au mur et à mettre l'échelle et la lampe d'éclairement au dessous (*fig.* 2); un système de miroirs et de prismes permet d'éclairer le



Fig. 2. — Support de galvanomètre.

miroir mobile et de renvoyer l'image réfléchie sur l'échelle. Cet ensemble, monté sur une planchette, peut être placé à une hauteur convenable pour que l'échelle soit en face de l'observateur; on gagne ainsi beaucoup d'espace, et le galvanomètre reste à l'abri des trépidations et des mouvements imprimés à la table sur laquelle on travaille.

Électromètres. — Un électromètre intéressant est exposé par G. Bartels, de Göttingue. Cet appareil, dû à MM. Dolezalek et Nernst, est double, c'est-à-dire qu'il est composé de 2 électromètres à quadrants, superposés l'un à l'autre, dont les aiguilles sont reliées invariablement entre elles. La charge des aiguilles est assurée par un moyen original : l'axe qui les réunit est un tube dans lequel est enfermée une pile sèche, de sorte qu'elles sont toujours chargées à des potentiels dont la différence, V — V′, est égale à la force électro-

motrice de la pile. Les deux séries de quadrants étant reliées à la manière ordinaire et mises en communication avec la différence de potentiel à mesurer, on obtient, sans pile de charge extérieure, un électromètre dont la sensibilité est très grande. Bien entendu, cet appareil ne peut être employé avec les courants alternatifs.

La théorie s'établit aisément en partant de la formule de Maxwell. Si nous appelons V_1 et V_2 les potentiels des paires de quadrants, les couples électrostatiques exercés sur chaque aiguille seront :

$$\theta = A(V_1 - V_2)\left(V - \frac{V_1 + V_2}{2}\right), \qquad \theta' = A(V_1 - V_2)\left(V' - \frac{V_1 + V_2}{2}\right),$$

et, comme les connexions sont telles que les actions s'ajoutent :

$$\theta + \theta' = A(V_1 - V_2)(V - V');$$

les déviations observées sont donc proportionnelles aux différences de potentiel, $V_1 - V_2$, mesurées.

Avec cet instrument, le professeur Dolezalek a obtenu, à 207 centimètres de distance entre l'échelle et le miroir, une déviation de 35,8 millimètres pour 0,01 volt.

La pile de Dolezalek et Nernst est une sorte d'accumulateur composé d'un grand nombre de couples peroxyde de plomb et étain ; la différence de potentiel $V - V'$ peut atteindre quelques centaines de volts.

La suspension étant faite à l'aide d'un fil de quartz, les aiguilles sont complètement isolées et conservent bien leur charge. L'appareil est complété par des organes destinés à supporter les aiguilles et à les maintenir isolées pendant le transport.

Résistances. — Le fait capital, indiqué par l'Exposition, c'est l'emploi, de plus en plus général, des métaux à coefficient de variation, sinon nul, tout au moins négligeable. Parmi ceux-ci l'alliage appelé manganin ou manganine, composé de manganèse et de cuivre, est un des plus employés. C'est aux travaux persévérants effectués au Reichsanstalt de Berlin, que l'on doit de connaître aujourd'hui les conditions d'emploi de cet alliage, proposé il y a déjà longtemps. L'un des plus gros inconvénients à craindre, la variation de résistance avec le temps, peut être, paraît-il, évité par un chauffage à 180°, pendant dix heures ; ce moyen produit une sorte de *vieillissement* artificiel, qui assure la permanence de la résistance en l'amenant immédiatement au régime stable. Le manganin a un

coefficient de température pratiquement nul et, avantage important, son pouvoir thermo-électrique avec le cuivre est nul ou très faible.

Indépendamment des étalons et des boîtes de résistances, on construit, avec le manganin, des résistances de très faibles valeurs destinées à recevoir des courants très intenses ; ces résistances chauffent toujours, et on conçoit très bien l'intérêt d'un métal à coefficient nul. Tous les constructeurs ont montré des étalons de faibles résistances, réalisés avec cet alliage et disposés particulièrement pour la mesure des courants intenses. Néanmoins, afin d'éviter un échauffement exagéré, différentes dispositions connues sont employées : refroidissement par l'air et par l'eau ou bain de liquide. Une disposition intéressante est due à Siemens et Halske : elle consiste à placer la résistance dans une boîte remplie de paraffine. Quand la température s'élève, la paraffine chauffe et fond ; mais, grâce à sa chaleur latente, la température ne peut dépasser que très difficilement le point de fusion, ce qui assure la constance de la température ; en même temps la résistance est bien isolée.

Potentiomètres. — Comme nouvelles formes de boîtes de résistance, on trouvait surtout des potentiomètres, appareils basés sur la méthode d'opposition de Poggendorff, pour la mesure des différences de potentiel. On sait que, dans cette méthode, on oppose la force électromotrice E, à mesurer, à la différence de potentiel RI, créée aux bornes d'une résistance R par un courant I. Quand E = RI, un galvanomètre intercalé dans le circuit reste au zéro. Dans tous les appareils de l'exposition, le principe adopté était celui indiqué pour la première fois par M. Crompton, lequel consiste à intercaler dans le circuit d'une pile auxiliaire constante, de 2 volts environ, une résistance formée de 2 parties R et R′, dont la somme doit rester constante ; cette disposition limite la valeur de E à 2 volts ; aussi, pour mesurer des valeurs supérieures, il faut avoir recours à d'autres résistances sur lesquelles on ferme la force électromotrice inconnue, de façon à en mesurer seulement une fraction connue. L'étalonnage du potentiomètre se fait en plaçant en dérivation sur R un circuit composé d'un étalon de force électromotrice et un galvanomètre et en donnant à cette résistance R la valeur d'un des multiples décimaux de E, pour éviter les calculs ; ensuite on règle R′ en observant le galvanomètre. Quand celui-ci est

revenu au zéro, R′ est réglé ; on doit laisser R + R′ constant. En substituant une force électromotrice inconnue, X, à E et en faisant varier R et R′ simultanément et en sens inverse, on obtient de nouveau l'équilibre, et la nouvelle valeur de R donne X.

Tous les dispositifs employés ont pour but de donner un moyen simple de faire varier R, par fractions aussi petites que possible, tout en laissant R + R′ constant. Le schéma général de tous ces appareils est bien représenté par un fil tendu sur lequel deux curseurs mobiles laissent entre eux une résistance variable de 0 à la résistance totale du fil, sans changer l'intensité du courant. Dans le potentiomètre de Crompton on trouve d'ailleurs le fil ; mais, comme il faudrait lui donner une trop grande longueur pour obtenir

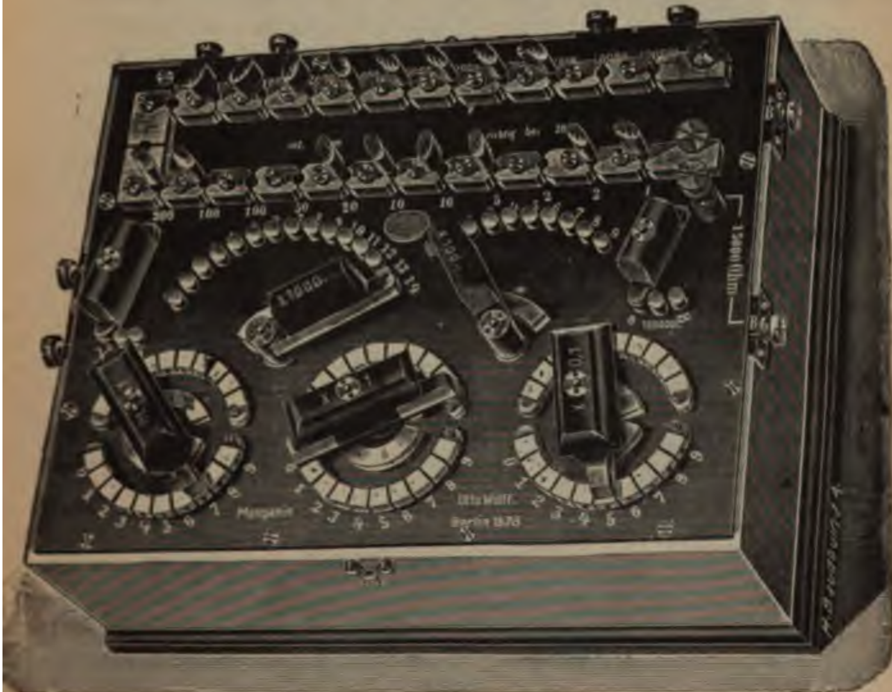


Fig. 3. — Potentiomètre de Wolff.

un fractionnement suffisant, quatorze bobines, chacune de résistance égale à celle du fil, sont placées en série avec lui ; l'un des curseurs se meut sur le fil, l'autre sur les plots des bobines. Si on règle le

courant pour que chaque bobine donne une chute de potentiel de 0,1 volt, le fil, qui est divisé en 1.000 parties, permet de mesurer

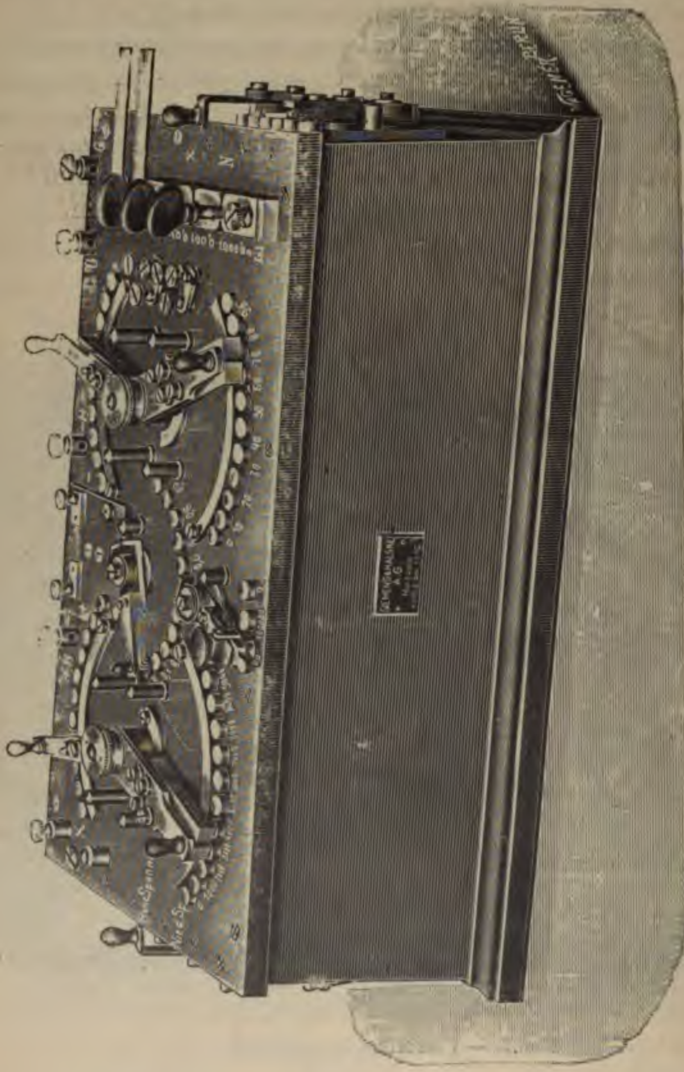


Fig. 4. — Potentiomètre de Siemens.

jusqu'à 10^{-4} volt près ; les quatorze bobines et le fil donnant au maximum 1,5 volt. Des résistances de réglage sont ajoutées sur le socle de l'instrument.

Les potentiomètres allemands, de Wolff et de Siemens et Halske, sont entièrement formés de bobines, et leur résistance totale est très grande, 10.000 ohms par volt, ce qui permet plus facilement d'obtenir la constance du courant.

Dans l'appareil de Wolff (*fig.* 3), deux séries de résistances donnent les dixièmes et les centièmes de volt, les autres fractions sont obtenues à l'aide des trois cadrans du bas de la figure, dans lesquels la manette agit en retirant la résistance dans la partie R, pour la reporter dans la partie R′.

Dans le potentiomètre de Siemens, les dixièmes et les millièmes de volt sont obtenus à l'aide des manivelles doubles du bas, les centièmes et les dix-millièmes à l'aide des manivelles simples du haut; l'ensemble forme comme un double pont de Thomson Varley (*fig.* 4).

Mesures électriques des températures. — L'emploi de la variation de résistance du platine, pour la mesure des températures élevées, a été étudié par Callendar, et la Cambridge Company exposait un thermomètre enregistreur reposant sur cette propriété. L'appareil de Callendar se compose d'un pont de Wheatstone, à bobines et à fil; l'équilibre du galvanomètre est obtenu par le déplacement d'un curseur sur ce fil (*fig.* 5).

Le galvanomètre porte un index formé de deux fils isolés, disposés, à leur extrémité, comme une sorte de fourche, entre les branches de laquelle tourne un petit galet à jante en platine. Quand le galvanomètre est dévié, l'un ou l'autre des fils vient en contact avec le galet et le circuit d'un des électros que l'on voit au-dessus du fil est fermé; cet électro attire son armature et dégage ainsi le mouvement d'horlogerie correspondant, qui, à son tour, commande un treuil sur lequel s'enroule un fil sans fin, et celui-ci entraîne le curseur. Quand le déplacement du curseur a rétabli l'équilibre des résistances, le galvanomètre revient au zéro, l'électro abandonne son armature, et le rouage est immobilisé. Grâce à cet emploi du galvanomètre comme relais, on peut obtenir, avec les forces minimes dont on dispose dans un appareil sensible, un enregistrement très facile. La plume de l'enregistreur est solidaire du curseur et se déplace avec lui.

Le galet de contact est un des points importants de l'appareil; s'il était immobile, il serait impossible d'obtenir un bon contact sans employer une pression considérable, ce qui réduirait la sensibilité et amènerait souvent des collages; mais, grâce au mouvement du

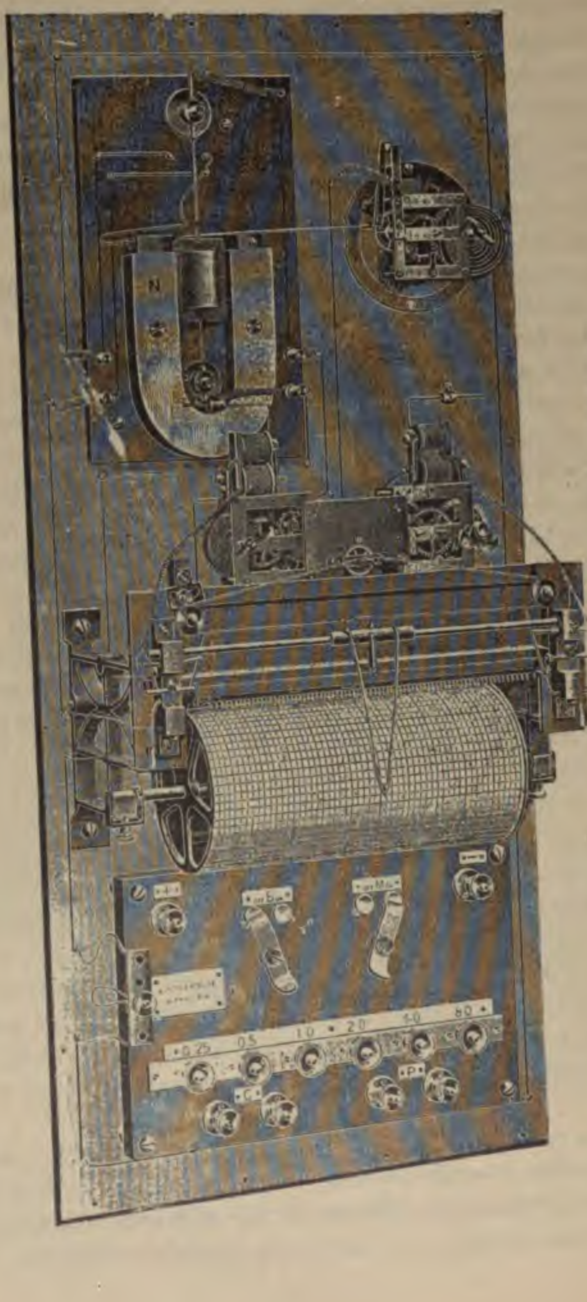


Fig. 5. — Thermomètre électrique enregistreur de Callendar.

galet, ces collages sont évités et, de plus, la surface de contact est toujours propre et lisse, car le galet passe entre deux balais frotteurs qui le décapent constamment.

Appareils magnétiques. — La mesure de la perméabilité du fer employé dans la construction des dynamos est une opération qui commence à s'effectuer, d'une façon assez courante, dans certains ateliers; des appareils spéciaux ont été construits pour rendre cette mesure pratique et industrielle.

Dans tous ces appareils on forme, avec le fer à essayer, un barreau, de section et de longueur déterminées, que l'on place dans une bobine magnétisante. Le circuit magnétique est complété par de grosses pièces de fer qui réduisent la reluctance. La mesure de l'induction magnétique $\mathfrak{B}$, à laquelle est soumis l'échantillon, se fait en mesurant le champ magnétique dans un entrefer, ménagé dans ce but, en un point, convenablement choisi, du circuit magnétique. Le champ magnétique $\mathcal{H}$ se détermine, d'après l'intensité de courant envoyé dans la bobine, par la formule connue :

$$\mathcal{H} = \frac{4\pi NI}{l},$$

mais il faut faire subir à la valeur calculée une correction, déterminée empiriquement, pour tenir compte de la reluctance constante de l'entrefer et de la reluctance variable des pièces de fer qui complètent le circuit magnétique.

Dans l'appareil de Bruger, construit par Hartmann et Braun (*fig.* 6), le bloc de fer, presque rectangulaire, reçoit la bobine magnétisante et l'échantillon dans son centre. L'échantillon est composé de deux parties, laissant entre elles un petit entrefer dans lequel on loge une spirale de bismuth; la variation de résistance de cette spirale donne la valeur du champ magnétique. L'appareil est complété par un pont de Wheatstone à fil, gradué directement en valeurs de $\mathfrak{B}$, au lieu de l'être en ohms. Un galvanomètre sensible, pour le pont, et un ampèremètre, pour le courant magnétisant, sont également placés sur le socle, avec les commutateurs nécessaires.

Dans l'appareil de Koepsel — Siemens et Halske — l'échantillon est d'un seul morceau; le bloc de fer a la forme d'un demi-anneau, de grande section, coupé, suivant un diamètre perpendiculaire à l'échantillon, par un entrefer dans lequel se meut un cadre mobile. C'est, en un mot, un galvanomètre Deprez d'Arsonval, dans lequel

le champ est produit par l'aimantation du fer essayé. Un courant constant, envoyé dans le cadre, le fait dévier proportionnellement au

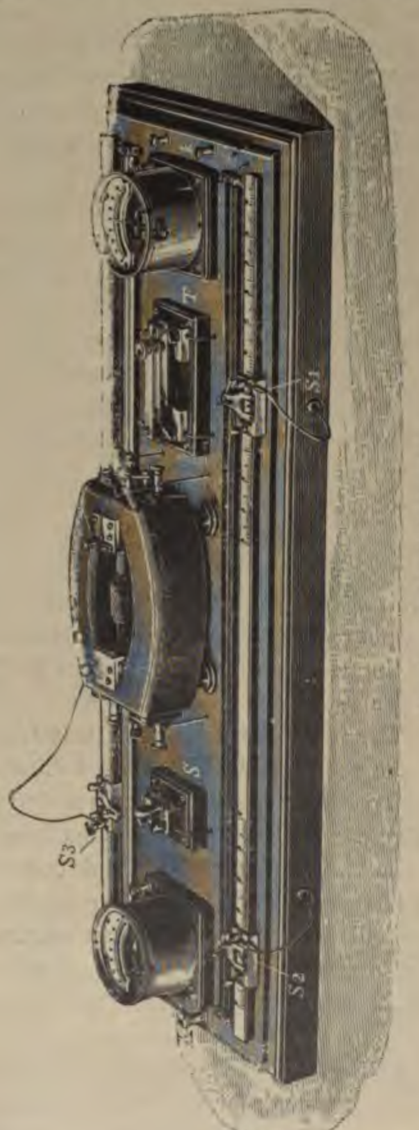


FIG. 6. — Appareil de Bruger.

champ et, par conséquent, proportionnellement à la valeur cherchée de $\mathfrak{B}$. L'appareil comprend le perméamètre proprement dit, ren-

fermé dans une boîte cylindrique que l'on voit en avant de la *fig.* 7, et deux rhéostats, un pour le courant magnétisant, l'autre pour



Fig. 7. — Perméamètre de Kœpsel.

amener le courant fourni au cadre mobile par trois piles sèches à une valeur déterminée. Il faut ajouter, extérieurement, des accumulateurs et un ampèremètre pour le courant magnétisant.

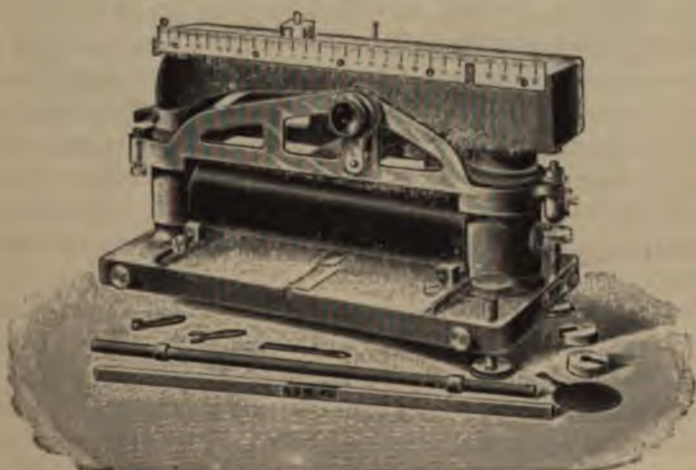


Fig. 8. — Balance magnétique de Du Bois.

Dans la balance magnétique de Du Bois (*fig.* 8), il y a deux entrefers, ménagés entre les pièces polaires placées à chaque bout du barreau d'essai et un fléau en acier doux de grande section. Quand la

bobine magnétisante aimante le barreau, les pièces polaires exercent des forces égales sur le fléau; mais, comme celui-ci oscille sur un couteau placé au tiers environ de sa longueur, les moments des forces sont inégaux et le fléau tend à s'incliner du côté du plus grand bras de levier; on s'oppose à ce mouvement en déplaçant deux contre-poids mobiles le long du fléau; la position de ces contrepoids indique la grandeur de la force attractive exercée, et celle-ci est proportionnelle à $\mathfrak{B}^2$.

Oscillographe. — La Cambridge Company exposait l'oscillographe de M. Duddell, appareil destiné à montrer et à photographier la courbe d'un courant périodique quelconque. Basé sur un principe indiqué, dès 1893, par M. Blondel, mais non réalisé par lui, l'oscillographe Duddell, proprement dit, se compose de deux fils ou rubans très fins, placés verticalement, très près l'un de l'autre, dans l'étroit entrefer d'un électro-aimant. Le champ est très intense et lorsque le courant parcourt les fils, montant dans l'un et descendant dans l'autre, il tend à les pousser un en avant, l'autre en arrière, de sorte qu'un miroir collé sur le milieu des deux fils est devié proportionnellement au courant.

Les deux fils forment, en réalité, les deux brins d'un ruban de bronze phosphoreux de $0{,}175 \times 0{,}0075$ millimètre. Ce ruban passe sur une poulie en ivoire, et les brins retombants sont ramenés à côté l'un de l'autre et attachés à des points fixes. Pour que le système ait une durée d'oscillation très courte, ce qui est une condition absolue pour les oscillographes, une tension énergique est exercée sur le fil à l'aide d'un peson que l'on voit à la partie supérieure de la *fig.* 9; on obtient ainsi une durée d'oscillation de 10^{-4} seconde environ.

Pour obtenir l'amortissement des oscillations, autre condition indispensable, la partie inférieure des fils et le miroir sont enfermés dans une boîte très étroite formée par les pièces polaires sur les côtés, une cloison en arrière et une lentille en avant; cette boîte est remplie d'huile épaisse.

L'appareil de la *fig.* 9 est double, pour obtenir à la fois la courbe des ampères et celle des volts; la tension est donnée par un seul peson qui agit sur les deux bifilaires. L'électro annulaire qui produit le champ est composé de bobines séparées que l'on peut grouper, à volonté, en série ou en dérivation, selon la source de courant continu dont on dispose. Les quatre tubes que l'on voit

au-dessous des pôles renferment des fils fusibles destinés à protéger l'appareil.

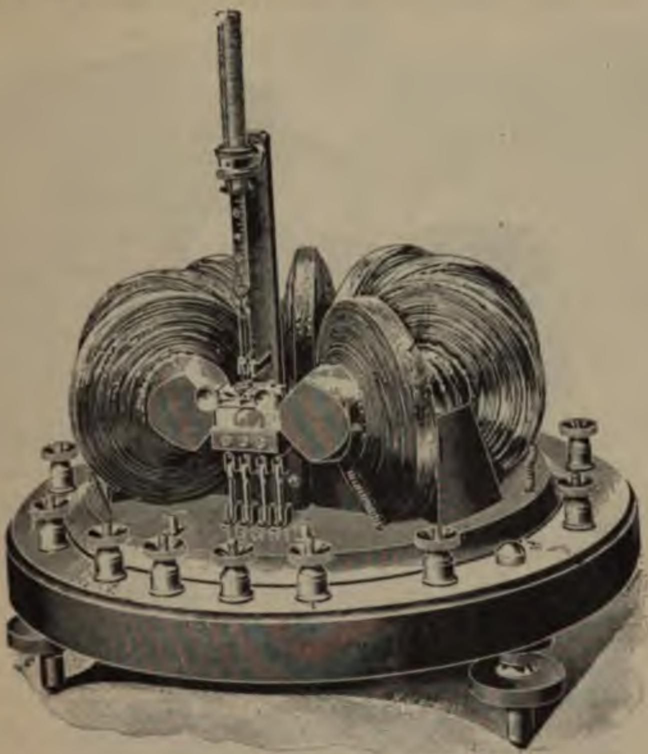


Fig. 9. — Oscillographe Duddell.

Lorsqu'un courant périodique parcourt le bifilaire, le miroir, sur lequel on fait tomber un pinceau de rayons lumineux, donne sur un écran, placé en face, un trait horizontal ; mais, au moyen d'un moteur synchrone, on donne au rayon réfléchi une oscillation verticale, ce qui décompose le mouvement du miroir et trace sur l'écran la courbe $I = f(t)$.

Le moteur synchrone est très simple (*fig.* 10) : il se compose d'une armature tournante formée de quatre tiges de fer doux qui sont attirées successivement par les électros, une à chaque phase, de sorte que l'armature fait un tour pour deux périodes complètes du courant à étudier. Sur l'arbre de l'armature se trouve une came, qui

imprime au miroir incliné un mouvement proportionnel au temps. Le retour du miroir à sa position initiale se fait à chaque tour en un temps très court, pendant lequel un écran vient intercepter le rayon

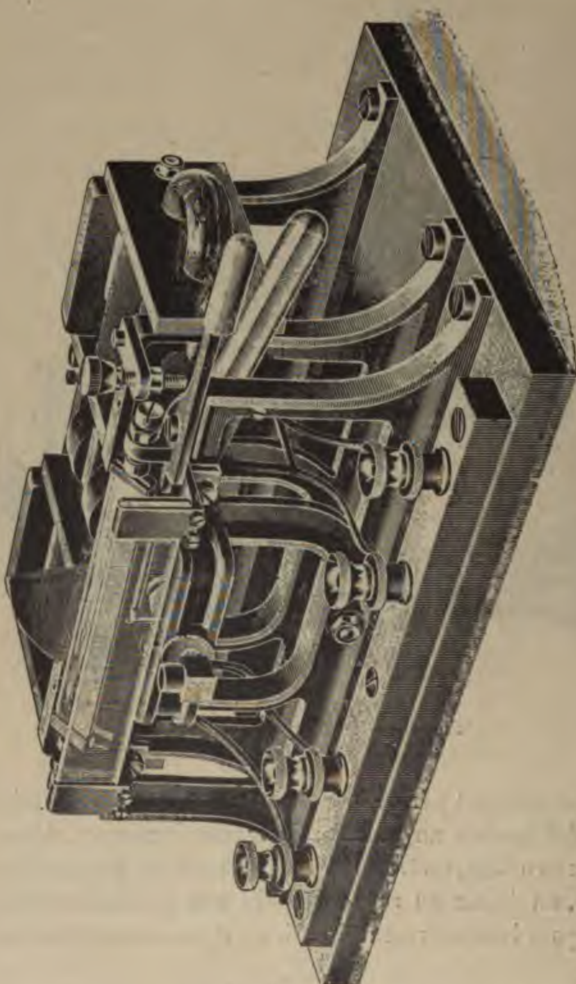


Fig. 10. — Moteur synchrone de l'oscillographe.

incident, de façon à éviter la superposition d'images de sens inverse.

L'installation complète se voit sur la *fig.* 11 : une source lumineuse éclaire le miroir de l'oscillographe, et le rayon réfléchi, animé

d'un mouvement horizontal, tombe sur le miroir incliné, qui le réflé-

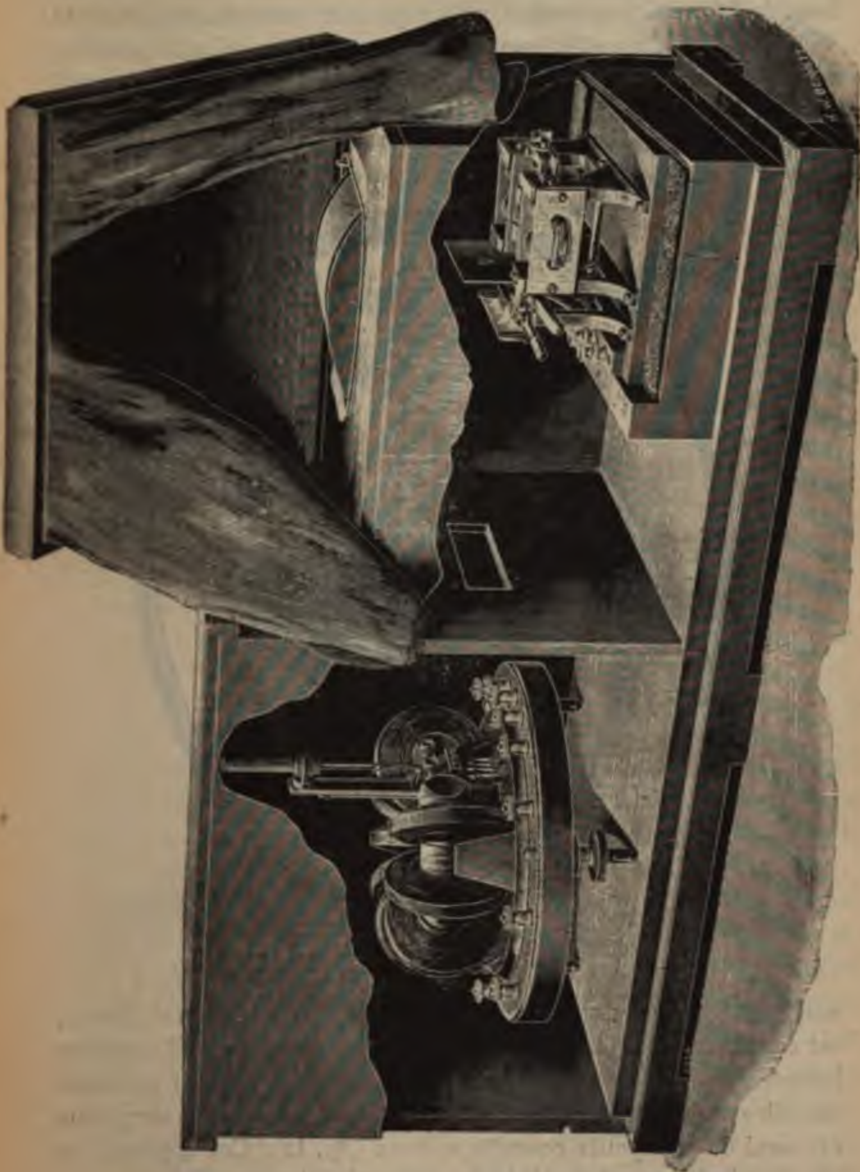


Fig. 11. — Installation de l'oscillographe.

chit à nouveau et l'envoie sur l'écran courbé.

Ampèremètres et voltmètres pour courant continu. — L'appareil le plus employé à l'heure actuelle est le galvanomètre à cadre mobile, sous des formes très variées, mais rappelant toutes les appareils de Weston ; on sait, en effet, que c'est ce constructeur qui a, le premier, mis sur le marché des appareils industriels à cadre mobile monté sur des pivots. Le modèle est aujourd'hui trop connu pour insister.

Dans cette catégorie d'instruments, il y a à signaler deux galva-



Fig. 12. — Voltmètre montre.

nomètres intéressants; l'un d'eux, construit par Hartmann et Braun, est certainement le plus petit galvanomètre à cadre mobile réaliser industriellement. De la grandeur d'une grosse montre, il renferme un cadre mobile de 5 millimètres de côté environ, monté sur pivots et muni de très petits ressorts spiraux (*fig.* 12). Cet appareil est plus particulièrement destiné à la vérification des accumulateurs.

Le galvanomètre à cadre mobile de lord Kelvin, construit par

J. White, a cette particularité que le cadre, dont l'axe est horizontal, est entièrement suspendu par les ressorts spiraux qui le dirigent et lui amènent le courant; il n'y a pas de pivots, ce qui évite les frottements.

Les galvanomètres à cadre mobile ne supportent que de très faibles courants; aussi est-on obligé de les shunter par de très faibles résistances pour la mesure des grandes intensités; ceci est un inconvénient, au point de vue de la précision, mais un grand avantage pour la pratique, car cela permet de placer le shunt dans l'endroit du circuit le plus commode, l'appareil lui-même pouvant être placé à distance et le même galvanomètre pouvant servir pour plusieurs shunts.

Les shunts employés dans ce cas sont constitués par des lames de maillechort ou d'alliage à coefficient nul, disposées de façon à offrir une grande surface de refroidissement. Dans les shunts de Hartmann, (*fig.* 13), les lames sont embouties afin de leur donner de la rigidité.



Fig. 13. — Shunt.

La Société Allegemeine Elektricitäts Gesellschaft — A.E.G. — exposait un shunt pour 8.000 ampères; il serait aussi facile d'en faire un pour une intensité dix fois plus grande. Ces shunts ont, en général, une résistance telle qu'ils absorbent environ 0,1 volt.

Ampèremètres et voltmètres pour courant alternatif. — Les appareils simples de Siemens et Halske se composent d'un solénoïde vertical, au-dessus duquel une came en fer doux est portée par un axe horizontal, muni d'un index et d'un contrepoids; l'attraction exercée par le solénoïde tend à faire tourner la came, ce qui fait dévier l'index. Le point intéressant de cet appareil, c'est que l'amortissement est obtenu à l'aide d'un petit piston, solidaire de l'axe, qui entre, sans frottement, dans un cylindre courbé; la résistance de l'air produit un amortissement très suffisant. Nous retrouverons cet amortisseur dans le wattmètre de la même maison.

Dans l'*ampère gauge* de lord Kelvin, un solénoïde attire une tige de fer verticale, portée par un bras solidaire de l'index ; le système oscille sur des couteaux. L'amortissement est obtenu en faisant plonger un petit disque dans un vase rempli de glycérine. Cet appareil est déjà ancien ; les nouveaux modèles ont un solénoïde composé de tubes concentriques découpés en hélice.

Le voltmètre multicellulaire de lord Kelvin, pour voltages élevés (*fig.* 14), présente une disposition curieuse destinée à limiter



Fig. 14. — Electromètre multicellulaire.

l'échelle à la partie utile ; on sait que les voltmètres sont souvent employés dans des installations à voltage constant, de sorte que l'on n'a à observer que de faibles variations en dehors du régime. Dans cet appareil, l'axe horizontal repose sur des couteaux, et la force antagoniste est la pesanteur. Un contrepoids, fixé à gauche de l'axe, est équilibré par le petit cavalier que l'on voit à droite, de sorte qu'au zéro l'appareil n'est soumis qu'à une force directrice très faible ; mais, dès qu'une différence de potentiel existe entre les armatures, la partie mobile tourne, et le cavalier vient, presque aussitôt, reposer sur un support fixe ; il faut alors que la force électrostatique augmente beaucoup pour vaincre l'excès de la force antagoniste, et

la déviation ne continue à se produire que quand on approche du régime. Par ce moyen, on réduit le nombre de divisions de l'échelle et on augmente leur amplitude, ce qui facilite beaucoup les observations.



FIG. 15. — Wattmètre Siemens.

Le volt-ampèremètre Elliott, le wattmètre Weston et les électrodynamomètres Siemens, à lecture directe, sont des appareils qui, comme les précédents, peuvent servir sur courant continu ou sur courant alternatif. Ce sont des électrodynamomètres, dans lesquels un cadre mobile, porté par des pivots, est placé au centre d'une bobine fixe dans laquelle il peut dévier. Un index permet de lire cette déviation sur un cadran divisé ; ce sont, si l'on veut, des galvanomètres Deprez d'Arsonval, dans lesquels le champ magnétique fixe est produit par un solénoïde, au lieu de l'être par un aimant permanent; grâce à cette substitution, il est possible de les employer avec le courant alternatif.

Dans le wattmètre de Weston, la bobine fixe reçoit le courant total et la bobine mobile est placée en dérivation sur le circuit ; elle agit comme bobine des volts ; c'est le dispositif connu de tous les électrodynamomètres employés comme wattmètres. L'amortissement des oscillations est obtenu en produisant un léger frottement sur l'index, à l'aide d'un arc de cercle commandé par une manette ; bien entendu ce frottement n'est que temporaire.

Dans le volt-ampèremètre Elliott, les deux bobines, fixe et mobile,

sont enroulées en fil fin ; elles sont montées en série et constituent un milliampèremètre. Pour la mesure des intensités, on emploie des shunts de faible résistance. Pour la mesure des voltages ordinaires, on fait usage de résistances, montées en série avec l'appareil, et enfin, pour les voltages supérieurs à 100 volts, on emploie un transformateur réducteur de tension.

Les électrodynamomètres à lecture directe de Siemens diffèrent du modèle classique : ce sont des appareils portatifs dans lesquels la déviation du cadre mobile donne la valeur du courant; ils sont munis de l'amortisseur à air déjà signalé. Le wattmètre de cette série est intéressant, à cause de la forme donnée à la bobine fixe. On sait que la force électrodynamique exercée par un champ uniforme sur une bobine mobile est, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnelle au cosinus de l'angle que fait le plan des spires avec la direction du champ; quand celui-ci est parallèle, la déviation du cadre mobile n'est pas proportionnelle au produit des intensités du courant dans les deux cadres. Pour corriger cet effet, la bobine fixe est rectangulaire et les deux côtés perpendiculaires à l'axe de rotation du cadre mobile sont découpés en cercle (*fig.* 15), avec des fentes destinées à forcer le courant à suivre la circonférence. Cette disposition fait que le champ produit par la bobine fixe est divergent, et le cadre mobile coupe les lignes de force normalement.

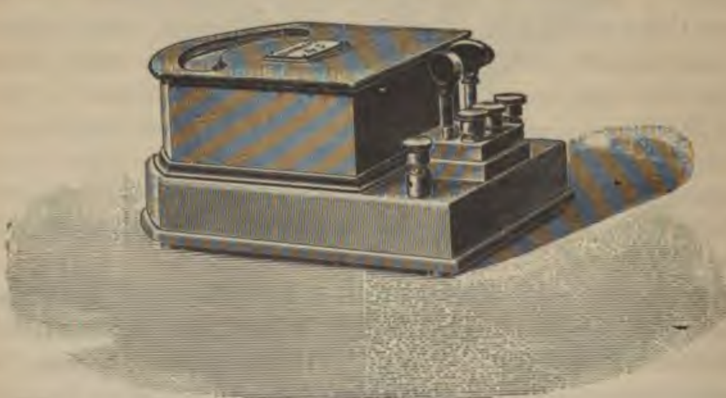


Fig. 16. — Wattmètre de précision Siemens.

Le même résultat que ci-dessus est obtenu, dans les électrodynamomètres de l'A. E. G., en enfermant la bobine fixe dans l'évide-

dement d'un faisceau de tôle (*fig.* 17). L'ouverture a une forme cylindrique qui produit également la divergence des lignes de force. Cette solution a l'inconvénient d'introduire du fer dans l'appareil. L'amortissement est obtenu par l'action de deux aimants sur un disque d'aluminium ; la présence de ces aimants fait que l'appareil ne peut pas servir avec le courant continu.

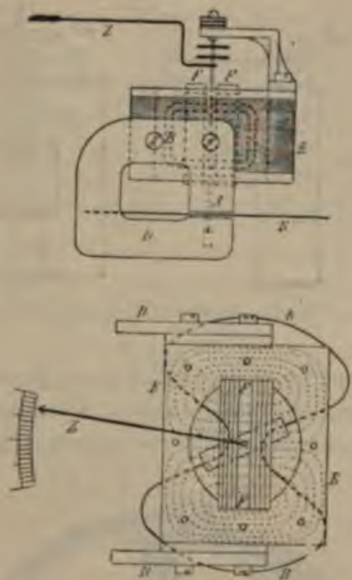


FIG. 17. — Wattmètre A. E. G.

D'autres appareils ne peuvent servir que sur courants alternatifs ; de ce nombre sont les galvanomètres à induction. On connaît le principe de ces appareils : un électro parcouru par le courant à mesurer, induit des courants dans un disque ou un tambour en métal bon conducteur, susceptible de tourner autour de son centre ; si tout est symétrique dans l'appareil, il ne se produit aucun déplacement du disque ; mais si, par un moyen quelconque, par exemple, à l'aide d'un écran conducteur fixe, placé en partie entre l'électro et le disque, on crée une dissymétrie, les courants induits se développent inégalement des deux côtés, et leur action électrodynamique sur le champ de l'électro produit une réaction qui tend à faire tourner le disque ; le couple moteur est fonction de l'intensité du courant que l'on mesure.

Dans les appareils de l'A. E. G. (*fig.* 18 et 19), la partie mobile est un disque qui passe dans l'étroit entrefer ménagé dans le circuit magnétique d'un électro. Dans le wattmètre, il y a trois électros : un, au

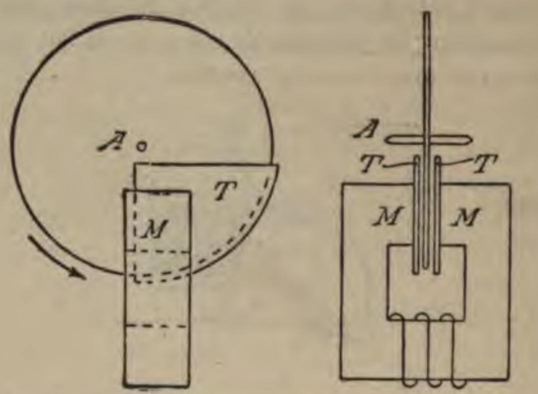


Fig. 18. — Schéma des appareils à induction A. E. G.

centre, pour les ampères, deux sur les côtés, pour les volts. La force antagoniste est fournie par *deux* ressorts spiraux opposés de façon à éviter les déplacements de zéro causés par la dilatation d'un ressort



Fig. 19. — Voltmètre à induction.

unique. Un aimant permanent agit sur la partie du disque opposée aux électros et produit l'amortissement.

Dans les appareils Siemens (*fig.* 20), l'armature est un tambour placé au centre d'un anneau de tôle de fer ; sur cet anneau il y a des projections polaires sur lesquelles sont enroulées les bobines. L'amortisseur magnétique est placé sur un disque indépendant.

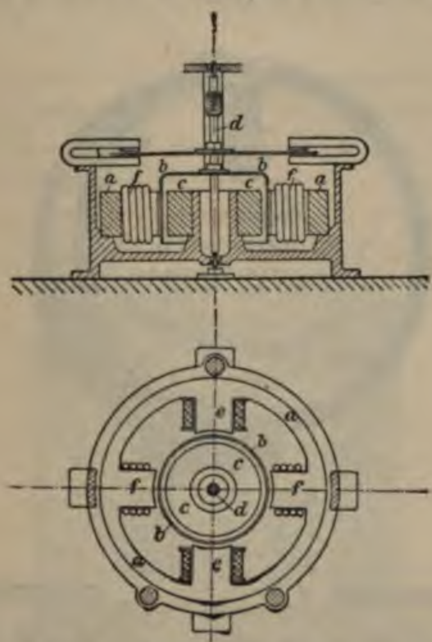


Fig. 20. — Appareil Ferraris de Siemens.

L'emploi des transformateurs tend à se généraliser dans la mesure industrielle des courants alternatifs; on conçoit facilement qu'un transformateur, dont la résistance des circuits est négligeable, peut donner un coefficient de transformation constant. Il est cependant bon de n'employer ces appareils que dans les conditions où ils ont été gradués, si l'on veut obtenir des résultats exacts.

Les avantages réclamés pour l'emploi des transformateurs sont les suivants : pour les ampèremètres, ils permettent d'employer des appareils d'intensité moyenne, plus faciles à construire et que l'on peut placer en un point commode pour l'observation, tandis que le transformateur, intercalé dans le circuit à grande intensité, est d'accès moins commode. En un mot, le transformateur donne, pour le courant alternatif, les mêmes avantages que le shunt pour les appa-

reils à courant continu. La Société A. E. G. exposait un transformateur pour la mesure de courants alternatifs de 8.000 ampères, à peu près semblable à celui de la figure 21. Ce transformateur *élévateur de tension* consiste simplement en lames de cuivre traversées par le courant, entourées d'un cadre en tôle de fer sur un des côtés

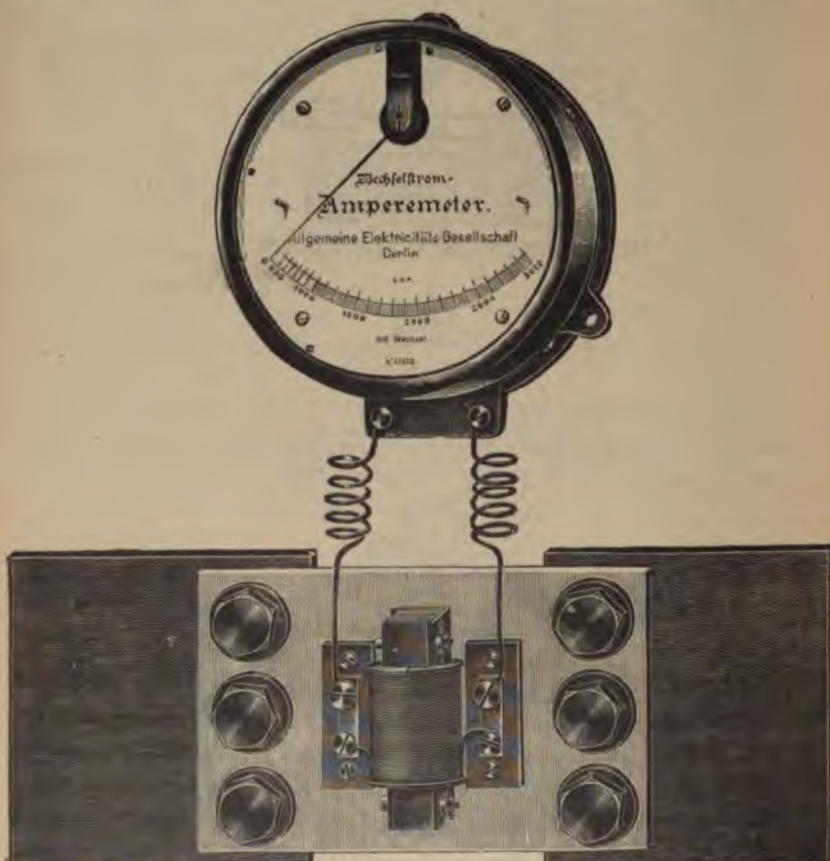


Fig. 21. — Ampèremètre avec transformateur.

duquel est enroulé une bobine secondaire ayant un nombre convenable de tours de fil.

Pour les voltmètres, les transformateurs *réducteurs de tension* ont le double avantage d'éviter l'emploi des très grandes résistances qu'il serait nécessaire de mettre en série pour réduire la sensibilité,

et, en même temps, ils isolent complètement l'appareil de mesures du circuit à haute tension. Dans les compteurs et les wattmètres destinés aux distributions à haut voltage, on emploie fréquemment un transformateur pour les ampères et un autre pour les volts, de sorte que l'appareil est complètement isolé et peut être manipulé sans danger.

Les transformateurs de mesures sont des appareils assez importants. Celui de la figure 22 pèse environ 39 kilogrammes. Ces dimensions sont nécessaires pour obtenir des circuits ayant une très faible résistance ohmique.



Fig. 22. — Transformateur.

Le voltmètre du professeur R. Arno est basé sur l'hytérésis diélectrique et sur les champs électrostatiques tournants. Il se compose essentiellement de trois armatures formant des portions isolées d'un même cylindre ; au milieu se trouve un cylindre en matière isolante : papier ou carton paraffiné, monté sur un axe central, autour duquel il peut tourner. Le cylindre mobile est maintenu par un ressort spiral, et il porte un index qui permet de lire la déviation sur un cadran divisé. Quand les trois armatures sont reliées aux pôles d'un circuit triphasé, un champ électrostatique tournant prend naissance entre

elles et le cylindre mobile est sollicité à tourner par suite du retard d'électrisation dû à l'hystérésis diélectrique. Cet appareil est plutôt théorique, le professeur Arno l'a cependant réalisé sous la forme d'un voltmètre.

Phasemètres. — Deux courants alternatifs de même forme et de même période diffèrent entre eux par leur amplitude et aussi par le retard qui peut exister entre leurs passages au zéro. En particulier, quand les deux courants comparés sont, l'un le courant total I, l'autre, un courant proportionnel à la différence de potentiel U du même courant, il est intéressant de noter la différence de phase φ qui existe entre leurs passages au zéro, puisque la puissance utile est donnée, dans le cas d'un courant sinusoïdal, par :

$$P = U_{eff} I_{eff} \cos \varphi.$$

Dans le cas, beaucoup plus général, où le courant n'a pas la forme sinusoïdale simple la puissance est exprimée par :

$$P = U_{eff} I_{eff} K,$$

où K est ce que l'on nomme le *facteur de puissance*.

Le facteur φ n'a pas toujours une signification précise; car, selon la forme des courants mesurés et aussi selon le principe du phasemètre employé, le résultat atteint est une fonction de K ou de cos φ; néanmoins, au point de vue pratique, l'indication du phasemètre peut être utile en montrant de quelle façon l'énergie produite est absorbée. Par exemple, dans une usine de distribution de courant alternatif à haute tension, quand tous les transformateurs des clients sont sur le circuit et qu'il n'y a pas de consommation *utile*, on constate que la puissance apparente $U_{eff} I_{eff}$ est grande, tandis que la puissance réelle est faible, parce que φ est élevé, ou, pour mieux dire, parce que K est petit.

Comme phasemètres industriels, on voyait, à l'Exposition, deux modèles : celui de Hartmann et celui de l'A. E. G.

Le phasemètre Hartmann est une sorte de wattmètre dans lequel la bobine fixe est parcourue par le courant total, tandis que le courant dérivé, proportionnel à U, traverse simultanément deux cadres mobiles fixés à 90° l'un de l'autre (*fig.* 23). Les cadres mobiles sont montés sur pivots et des lames minces d'argent leur amènent le courant, sans donner de force directrice appréciable, de sorte que l'en-

semble est libre de tourner. A l'aide de résistances et de bobines de self, l'un des cadres reçoit le courant en phase avec U, tandis que, dans l'autre, on obtient un retard de 90°; ces deux courants sont égaux comme intensité. Un champ tournant prend naissance dans l'intérieur des cadres mobiles et tend à orienter le système jusqu'à

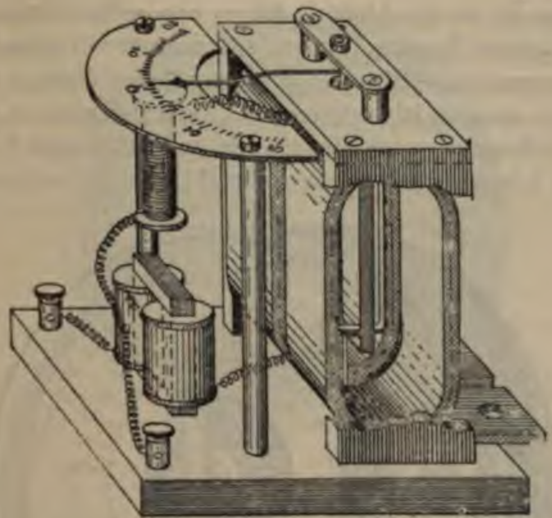


FIG. 23. — Phasemètre Hartmann.

ce que l'action exercée par le cadre fixe soit maximum ; ce résultat est atteint quand la composante du champ tournant qui est en phase avec I est parallèle au champ créé par la bobine fixe. Un index indique à ce moment l'angle de phase φ sur un cadran gradué empiriquement.

L'appareil de l'A. E. G. est basé sur un principe un peu différent : si nous reprenons l'hypothèse du courant sinusoïdal, nous savons que U et I peuvent être représentés par deux vecteurs faisant entre eux un angle égal à l'angle de phase. Le vecteur représentant le courant I peut être remplacé par deux autres dont la résultante se confond avec I ; prenons l'une des composantes en phase avec U ; sa valeur sera $I \cos \varphi$; c'est le courant qui donne la puissance ; prenons la seconde composante en quadrature avec U, sa valeur sera $I \sin \varphi$, et la valeur moyenne du produit $UI \sin \varphi$ étant toujours nulle, ce courant ne produit aucune puissance ; on l'appelle souvent courant *déwatté*.

Si l'on connaît I sin φ, on possède un des éléments du problème. L'appareil de l'A. E. G. donne I sin φ ; il est gradué en *ampères ;* c'est, en résumé, un wattmètre à induction, comme celui dont nous avons parlé plus haut ; mais ici le courant dans la bobine des volts est en phase avec U, de sorte que si U et I sont également en phase, le couple exercé sur le disque est nul, tandis que, dans le wattmètre proprement dit, on est obligé de donner une self-induction considérable à la bobine de volts, afin que son courant soit retardé de 90°.

Fréquencemètres. — Bien que la mesure de la fréquence soit plutôt intéressante dans les laboratoires, la maison Hartmann a créé deux modèles de fréquencemètres industriels, dus à M. Kempf. Le premier, qui est un fréquencemètre proprement dit (*fig.* 24), est composé de

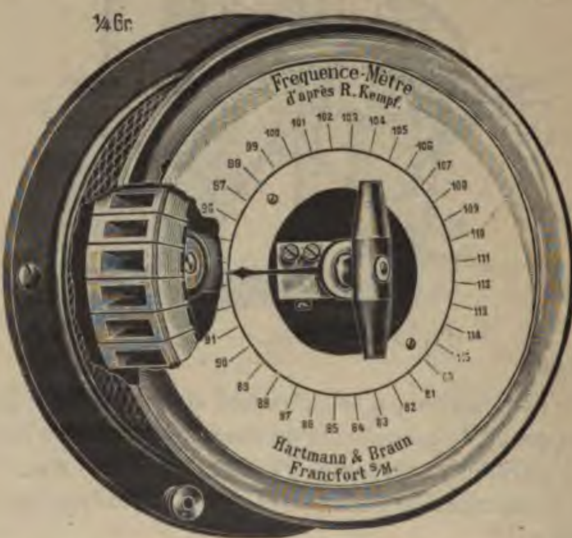


Fig. 24. — Fréquencemètre.

32 lames vibrantes disposées à l'intérieur d'un cylindre, au centre duquel un arbre porte un électro, qu'une manette permet d'amener devant chaque lame. Les lames vibrantes sont réglées de telle sorte que leur nombre de vibrations augmente d'une unité, d'une lame à la suivante. Quand l'électro est excité par le courant alternatif à mesurer, on l'amène successivement devant chaque lame, et quand il arrive devant celle dont la période correspond, cette lame résonne et fait entendre un son très intense ; il n'y a plus qu'à lire le nombre de

vibrations indiqué par cette lame, ce qui fait connaître la fréquence cherchée. L'appareil exposé était construit pour des fréquences comprises entre 40 et 56 périodes par seconde. L'égalité de vibration de deux lames consécutives permet aussi de mesurer à une fraction de période près.



Fig. 25. — Fréquencemètre.

Le second appareil (*fig.* 25) est plutôt un indicateur de vitesse : deux ressorts, de fréquence voisine, sont placés devant deux électros excités par le courant alternatif ; quand la fréquence est normale, les lames restent au repos ; si elle augmente ou diminue, l'une ou l'autre des lames résonne et ses vibrations prennent une grande amplitude, de sorte qu'elle ferme un circuit contenant un avertisseur : sonnerie ou lampe.

De cet exposé sommaire on peut conclure que si l'Exposition ne nous a pas montré d'appareils entièrement nouveaux, elle renfermait néanmoins beaucoup de choses intéressantes, même au point de vue un peu spécial des mesures, et en se limitant, comme nous l'avons fait ici, aux sections étrangères. L'examen de la Section française montrait qu'au point de vue des progrès réalisés, comme à celui des idées originales, notre pays n'est pas resté en arrière.

SUR UN CAS PARTICULIER DE DÉFORMATION ÉLECTRIQUE D'UN DIÉLECTRIQUE SOLIDE ISOTROPE;

Par PAUL SACERDOTE.

Je vais tout d'abord rappeler quelques résultats obtenus dans un mémoire précédemment publié [1].

Considérons un condensateur cylindrique mince, à armatures adhérentes; exemple: un tube diélectrique métallisé sur ses deux faces; quand on charge ce condensateur, le tube s'allonge, et sa dilatation est donnée par la formule [2]:

$$\frac{\Delta L}{L} = (a + k_1)\frac{KH^2}{8\pi} = (a + k_1)\frac{KV^2}{8\pi e^2}, \tag{1}$$

dans laquelle:

- L, désigne la longueur du condensateur;
- ΔL, son allongement quand, on le charge à une différence de potentiel V;
- e, l'épaisseur du tube supposée très petite;
- H, l'intensité du champ dans le diélectrique $H = \frac{V}{e}$;
- K, la constante diélectrique de la substance du tube;
- a, l'inverse de son module d'élasticité;
- k_1, le coefficient que j'ai désigné sous le nom de: coefficient de variation de la constante diélectrique par une traction normale aux lignes de force.

Comme je l'ai également montré, cette déformation du diélectrique est due à *deux causes* [3]; on doit y distinguer:

1° La déformation élastique due aux forces qui agissent sur un diélectrique placé dans un champ électrique [4] (cette déformation correspond au terme $a\,\frac{KH^2}{8\pi}$ de la formule, c'est-à-dire au terme dans lequel entre le coefficient d'élasticité de la substance).

---

(1) SACERDOTE, *Recherches théoriques sur les déformations électriques des diélectriques* (*Annales de Phys. et Chim.*, 7e série, t. XX, p. 289-377; *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 457 et 531; 1899).

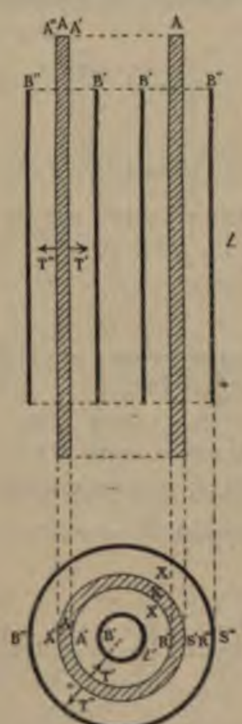
(2) *J. de Phys., loc. cit.*, p. 468: formule 19.

(3) *J. de Phys., loc. cit.*, p. 531-534.

(4) Voir: PELLAT, *Forces agissant sur un diélectrique non électrisé* (*Annales de Phys. et Chim.*, 7e série, t. IV; 1895; et *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 525; 1896).

2° Une déformation due à une modification de l'état moléculaire de la matière diélectrique, modification corrélative de la perturbation de l'éther, qui constitue la création du champ électrique $\left(\text{cette déformation correspond au terme } k_1 \frac{KH^2}{8\pi}\right)$

Le résultat précédent était général : pour toutes les formes et dispositions de condensateurs étudiées, la déformation électrique du diélectrique était toujours un effet complexe de cette double cause.



Dans la présente note, *je me propose de montrer qu'il existe cependant un cas particulier dans lequel*, la première cause n'ayant pas d'effet, *la déformation électrique est due uniquement à la deuxième cause* ; ce cas est non seulement intéressant au point de vue théorique, mais nous verrons encore en terminant qu'il est aussi *susceptible d'une application expérimentale assez importante*.

Ce cas particulier est celui d'*un condensateur cylindrique constitué par un tube diélectrique mince* A, *débordant deux armatures cylindriques* B′, B″, *et séparé d'elles par un intervalle rempli d'un diélectrique fluide quelconque.*

Employons les mêmes notations que plus haut et désignons en outre par :

ρ', ρ'', les rayons des armatures ;
R′, R″, ceux du tube diélectrique ;
χ, la constante diélectrique du fluide intermédiaire ;

La formule générale relative à l'allongement d'un condensateur cylindrique est [1] :

$$(\alpha) \qquad \Delta l = \frac{V^2}{2} \frac{\partial C}{\partial Q},$$

dans laquelle $\frac{\partial C}{\partial Q}$ représente la variation de la capacité électrique C du condensateur, quand on exerce sur le tube A une traction axiale ∂Q.

Dans le cas actuel on a [2] :

$$(\beta)\,[3] \quad C = \frac{l}{2\left[\frac{1}{\chi}\log\frac{R'}{\rho'} + \frac{1}{K}\log\frac{R''}{R'} + \frac{1}{\chi}\log\frac{\rho''}{R''}\right]} \quad \text{ou} \quad \frac{1}{C} = \frac{2}{l}\left[\log\left(\frac{R'}{\rho'}\cdot\frac{\rho''}{R''}\right)^{\frac{1}{\chi}} + \frac{1}{K}\log\frac{R''}{R'}\right].$$

Quand on exerce une traction axiale ∂Q sur le tube, les quantités (l, ρ', ρ'', χ) restent invariables ; quant aux rayons R′, R″, ils varient proportionnellement, leur rapport $\frac{R''}{R'}$ reste donc constant ; la différentiation de (β) donne donc :

$$-\frac{1}{C^2}\frac{\partial C}{\partial Q} = \frac{2}{l}\left[-\frac{1}{K^2}\frac{\partial K}{\partial Q}\log\frac{R''}{R'}\right].$$

mais $\log\frac{R''}{R'}$ peut être remplacé par $\left(\frac{e}{R'}\right)$, puisque nous avons sup-

---

(1) SACERDOTE, *Ann. Ch. et Phys.*, *loc. cit.*, p. 307.

(2) PÉTROVSKY, *Sur la distribution du potentiel dans un milieu hétérogène* (*C. R.*, t. CXXX, p. 112).

(3) Signalons en passant la relation suivante : Pour un condensateur constitué comme l'indique la *fig.* 1, la capacité électrique ne dépend pas des valeurs absolues des deux rayons R′, R″ du tube diélectrique, *mais seulement du rapport de ces rayons.*

posé l'épaisseur e très petite ; il vient après réductions :

$$\frac{1}{C^2}\frac{\partial C}{\partial Q} = \frac{1}{\pi R'^2 l}\frac{k_1}{K},$$

portons cette valeur de $\frac{\partial C}{\partial Q}$ dans (α), nous obtenons :

$$(\alpha') \qquad \frac{\Delta l}{l} = \frac{k_1}{K}\frac{C^2V^2}{2\pi R'^2 l^2},$$

et en introduisant dans (α') l'intensité H du champ dans le diélectrique solide, intensité qui est donnée par la formule : $2\pi R' l (KH) = 4\pi (CV)$, on obtient la formule finale :

$$(2) \qquad \frac{\Delta l}{l} = k_1 \left(\frac{KH^2}{8\pi}\right),$$

formule dans laquelle le coefficient d'élasticité du diélectrique n'intervient pas. C. Q. F. D.

Remarque. — On pourrait se rendre compte de ce résultat par une autre voie : les forces qui agissent sur le diélectrique, lorsqu'on charge le condensateur, se réduisent, dans le cas actuel [1], à des tractions latérales T′, T″, données par les formules [2] :

$$T' = \frac{\chi h'^2}{8\pi} - \frac{KH'^2}{8\pi} = \frac{KH'^2}{8\pi}\left(\frac{K}{\chi} - 1\right),$$
$$T'' = \frac{\chi h''^2}{8\pi} - \frac{KH''^2}{8\pi} = \frac{KH''^2}{8\pi}\left(\frac{K}{\chi} - 1\right),$$

dans lesquelles H′, h', H″, h'' désignent les intensités du champ sur les surfaces A′, A″, respectivement dans les deux milieux de constantes K et χ.

Comme $H'R' = H''R''$ ou $H' = H''\left(1 + \frac{e}{R'}\right)$, on a entre ces tractions la relation :

$$(\gamma) \qquad T' = T''\left(1 + \frac{2e}{R'}\right),$$

et il est facile de s'assurer [3] que, par suite de cette relation, les trac-

---

(1) SACERDOTE, *loc. cit.*, p. 328, *fig.* 10.

(2) PELLAT, *loc. cit.*, p. 86 ; formule (21).

(3) L'allongement élastique d'un tube soumis à des tractions latérales T′ T″ est en effet donné par la formule : $\frac{\delta l}{l} = a\left[-2\sigma T'' + \sigma \frac{R'}{e}(T' - T'')\right]$, dans laquelle σ désigne le coefficient de Poisson, voir : SACERDOTE, *Sur les déformations élastiques des vases minces* (*J. de phys.* 3e s., t. VII, p. 520, 1re formule (II) ; 1898.

tions électriques, T′, T″ qui agissent sur le diélectrique, ne produisent aucun changement des longueurs de ce tube C. Q. F. D.

Application. — La *détermination du coefficient k_1* a été récemment l'objet de plusieurs séries de recherches, dans lesquelles on étudiait la variation de capacité électrique que subit un condensateur cylindrique, quand on le soumet à une traction ; mais ces recherches excessivement délicates ont donné lieu à des *résultats contradictoires* non seulement comme grandeur, mais *même comme signe* ([1]).

La formule (2) *nous donne un moyen commode d'élucider la question :* il suffira, en effet, de constituer un condensateur, comme l'indique la *fig.* 1 et de voir comment se comporte le tube, quand on charge le condensateur ([2]), étude qui est loin de présenter les mêmes difficultés que la précédente : *selon que le tube s'allongera, se contractera,* ou *gardera une longueur invariable,* on pourra affirmer que k_1 *est positif, négatif* ou *nul* ([3]).

Il serait à souhaiter que l'un des expérimentateurs qui se sont déjà occupés de la question veuille bien réaliser cette expérience.

NOTE AU SUJET D'UN MÉMOIRE DE M. L.-T. MORE. « ON THE SUPPOSED ELONGATION OF A DIELECTRIC IN AN ELECTROSTATIC FIELD » ;

Par Paul SACERDOTE.

M. L.-T. More, de l'Université de Nebraska, vient de publier le récit d'une série d'expériences, dans lesquelles il s'était proposé de mesurer l'allongement qu'éprouve un tube de verre formant le diélectrique d'un condensateur cylindrique, lorsqu'on charge ce condensateur ([4]).

([1]) Voir : Sacerdote, *J. de Phys.*, 3e s., t. VIII, *loc. cit.*, p. 537 ; 1899, et les mémoires parus depuis ; — Corbino, *Sulle consequenze del Principio della conservazione dell electricita* (*Nuovo Cimento*, t. XI, p. 136 ; fév. 1900) ; — Ercolini, *Variazione della Constante dielettrica del Vetro per la trazione meccanica* (*Nuovo Cimento*, t. XII, p. 77-90 ; août 1900).

([2]) Cela reviendra à répéter l'expérience de M. More (voir l'article suivant), mais avec une épaisseur du diélectrique et une distance des armatures telle que la dilatation à observer soit appréciable.

([3]) J'avais déjà essayé de prévoir le signe et l'ordre de grandeur de k_1 au moyen de la formule (1) et des expériences de M. Cantone sur les déformations électriques. (*J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 541, 1899) ; mais l'emploi de (1) exige la connaissance exacte de a ; la formule (2) est donc bien préférable, puisque le signe de Δl donne immédiatement celui de k_1.

([4]) *Philosophical Magazine*, vol. L, p. 198-210 (août 1900).

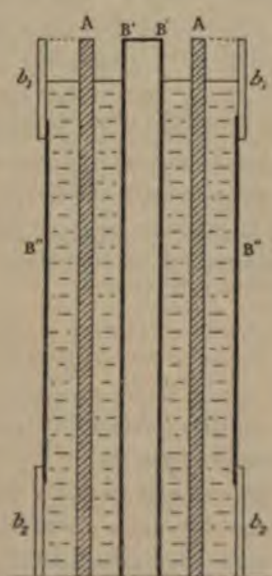
Dans aucune de ses expériences il ne réussit à observer aucun allongement ou contraction du tube ; — il en conclut que les déformations électriques des diélectriques n'existent pas, et que celles observées par Govi, Duter, Righi, Quincke, etc., n'étaient dues qu'à des causes perturbatrices.

Dans la présente note, je me propose de montrer que la conclusion à tirer du mémoire de M. More est tout autre :

Par la disposition même de ses expériences, le tube ne devait subir aucun allongement appréciable ; le résultat négatif de ces expériences prouve donc simplement qu'elles ont été soigneusement exécutées.

I

Description de l'appareil. — Le condensateur employé par M. More se composait essentiellement d'un tube en verre A (de $2^{mm},5$ d'épaisseur) et de deux tubes de laiton B,B″ formant les armatures ; l'externe



B″ était prolongé, à ses deux extrémités, par des tubes de verre $(b_1 b_1)$ $(b_2 b_2)$; le tout était fixé à un solide support. Le dispositif amplificateur de l'allongement de A consistait en un petit miroir fixé verticalement sur un trépied formé de trois pointes fines d'aiguilles : 2 pieds

reposaient sur B′ et par suite étaient fixes, et le troisième sur A (ou *vice versa*); on comprend facilement qu'à tout allongement de A correspondra une inclinaison du miroir et, par suite un déplacement d'une petite image lumineuse, réfléchie par ce miroir; cette image était observée au moyen d'un microscope à oculaire micrométrique ; 1 division du micromètre oculaire correspondait à un allongement du tube A de $\frac{1,5}{100}$ micron. — M. More s'assurait de la sensibilité de cette disposition amplificatrice en l'utilisant au préalable à la détermination du coefficient d'élasticité du tube de verre [1].

Première expérience. — On remplissait l'intervalle entre B′ et A ainsi qu'entre A et B″, d'un liquide isolant (du kérosène) ; puis, l'armature B′ étant au sol, on chargeait B″ au moyen d'une machine électrique : M. More n'obtint jamais aucun déplacement appréciable de l'image lumineuse réflechie par le miroir.

Deuxième expérience. — Devant le résultat négatif de cette première expérience, M. More résolut de répéter l'expérience sous une forme plus analogue à celle réalisée par ses prédécesseurs. Pour cela, après avoir enlevé le cylindre B″, il colla sur le tube de verre A une feuille de papier d'étain de 45 centimètres de longueur et remplit l'intervalle entre B′ et A d'eau acidulée formant l'armature interne ; — il n'obtint encore aucun allongement ni contraction, même en chargeant le condensateur aux potentiels élevés qui correspondent à des distances explosives de 12 millimètres à 20 millimètres entre deux boules de laiton de 2 centimètres de diamètre.

II

Dans cette seconde partie, je me propose de montrer pourquoi ces expériences, telles qu'elles viennent d'être décrites, devaient forcément conduire à un résultat négatif.

Discussion de la deuxième expérience. — Dans cette expérience, nous avons affaire à un condensateur dont le diélectrique est le verre et dont les armatures, étant adhérentes au diélectrique, en suivent les déformations; conditions tout à fait analogue à celle des expériences

[1] Je laisse de côté toute critique relative à l'appareil, bien qu'à mon avis, pour des déplacements aussi petits, la mesure *directe* par les franges d'interférences est la seule sur laquelle on puisse compter, et elle est en tous cas, bien préférable à tout procédé d'amplification mécanique.

de Quincke, Righi et *Cantone* (1). En prenant comme base les nombres obtenus par ce dernier, nous pouvons calculer *a priori* l'allongement que devait subir le tube dans l'expérience de M. More.

Désignons par l la longueur du condensateur ;

Δl, son allongement, quand on le charge au potentiel V.

e, la distance des armatures, c'est-à-dire l'épaisseur du diélectrique; les expériences de M. Cantone ont donné pour l'expression $\left(\frac{\Delta l}{l} \times \frac{e^2}{V^2}\right)$ (2) des valeurs (3) variant de 4,6 à $7,1 \times 10^{-13}$; prenons la moyenne; 6×10^{-13}. En désignant par x l'allongement à prévoir pour le tube dans l'expérience de M. More (pour une distance explosive de 12 millimètres, on a V = 110. C. G. S.) nous aurons :

$$\frac{x}{45} \times \frac{(0,25)^2}{(110)^2} = 6 \times 10^{-13}; \quad \text{d'où l'on tire :} \quad x = \frac{5,2}{100} \text{ micron (4) :}$$

ce qui correspond à seulement $3^{\text{div}}\frac{1}{2}$ *du micromètre oculaire, déplacement qui ne pouvait évidemment être observé avec certitude, puisqu'aux* pages 202-203 du mémoire de M. More sont indiqués

(1) Dans une longue critique des travaux expérimentaux faits sur cette question (Sacerdote, *Recherches théoriques sur les déformations électriques des diélectriques solides isotropes : Annales de Physique et Chimie*, 7e s., t. XX, p. 289-377; juillet 1900 ; un résumé a paru au *Journal de Physique*, 3e s., t. VIII, p. 457 et 533 ; 1899) j'avais déjà montré (p. 344-369) que les expériences de Duter, Righi, Quincke, ne doivent être conservées qu'au point de vue *qualitatif*, tandis que celles du *prof. Cantone* (*R. C. della R. Acc. dei Lincei.*, 4e s., vol. IV, p. 344-353, 471-477 ; 1888), dans lesquelles l'allongement est mesuré directement par le déplacement des franges d'interférences, présentaient, au contraire, les plus grandes garanties d'exactitude, et que ce sont les seules sur les résultats numériques desquelles on peut compter. M. More semble ne pas avoir eu connaissance des expériences de M. Cantone.

(2) La formule de déformation du condensateur cylindrique à armatures adhérentes est : $\frac{\Delta l}{l} = (a + k_1) \frac{KV^2}{8\pi e^2}$ (Sacerdote: *J. de Phys.* 3e série, t. VIII, p 467; 1899) dans laquelle (a, k_1, K) désignent trois coefficients qui dépendent de la nature du diélectrique (voir aussi leur signification à l'article précédent) : la quantité $\left(\frac{\Delta l}{l} \times \frac{e^2}{V^2}\right)$ doit donc être sensiblement la même dans les expériences de M. More que dans celles de M. Cantone.

(3) Voir : Sacerdote, *Ann. Ch. et Phys.*, *loc. cit.*, table de la page 368 et *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 541 ; 1899. Ces nombres viennent d'être encore confirmés par de récentes recherches : Cantone et Sozzani : *Nuovo Ricerche intorno alla Deformazione dei Condensatori* (*R. C. dello R. Istituto Lombardo*, série 2, vol. XXXIII, 1900).

(4) Pour une distance explosive de 20 millimètres (V = 130 C. G. S.), on obtiendrait $x = \frac{7,3}{100}$ micron ou moins de 5 divisions du micromètre.

des déplacements du zéro du micromètre dépassant 3 divisions [1].

En résumé, l'insuccès de cette seconde expérience est dû à la trop faible longueur du tube et surtout à l'épaisseur relativement trop grande du tube diélectrique [2], ce qui rend la dilatation trop faible pour être mise en évidence par l'appareil amplificateur de M. More.

Discussion de la première expérience. — La dilatation que l'on peut prévoir pour le tube, dans la première expérience, est encore beaucoup plus petite que dans la deuxième ; en effet :

Dans la deuxième expérience, il s'agissait d'un condensateur à armatures adhérentes ; la dilatation était donc donnée par la formule (1) :

$$\frac{\Delta l}{l} = (a + k_1)\,\frac{\mathrm{K}\mathrm{H}^2}{8\pi}. \tag{1}$$

H désignant l'intensité du champ dans le verre, ici $\mathrm{H} = \frac{\mathrm{V}}{e}$.

Dans la première expérience, il s'agit, au contraire, d'un condensateur à armatures indépendantes du tube de verre, puisqu'elles en sont séparées par un diélectrique fluide ; la dilatation est alors donnée par la formule [3].

$$\frac{\delta l}{l} = k_1\,\frac{\mathrm{K}h^2}{8\pi}, \tag{2}$$

h désignant la nouvelle intensité du champ dans le verre ; or :

1° Le coefficient k_1, est notablement plus petit que $a + k_1$ [4] ;

2° Le champ h est beaucoup moins intense que H (les différences de potentiel employées étant les mêmes et la distance des armatures beaucoup plus grande).

L'allongement δl sera donc encore beaucoup plus petit que Δl, et par suite absolument inappréciable.

---

(1) M. More, qui avait eu le soin de faire ce calcul préliminaire, espérait obtenir des allongements correspondant à une trentaine de divisions du micromètre ; mais, n'ayant pas connaissance du travail de Cantone, il basait cette prévision sur les expériences de Righi et Quincke qui, je le répète (voir note 1 de la page précédente), sont à rejeter au point de vue quantitatif.

(2) M. Cantone se servait de tubes ayant 60 à 70 centimètres de longueur et seulement de $0^{mm},4$ à $0^{mm},6$ d'épaisseur : or la dilatation croît proportionnellement à la longueur et en raison inverse du *carré* de l'épaisseur.

(3) Voir la démonstration de cette formule à l'article précédent.

(4) Voir SACERDOTE, *loc. cit.*, p. 372. k_1 est de l'ordre de $+ 10^{-12}$ C. G. S. et a égal environ à $1,6 \times 10^{-12}$ C. G. S.

SUR LES POUVOIRS THERMOÉLECTRIQUES DE QUELQUES OXYDES ET SULFURES MÉTALLIQUES;

Par M. Edm. van AUBEL.

Anton Abt a publié, dans le n°6 de l'année 1900 de *Drude's Annalen der Physik*, un mémoire sur les forces électromotrices thermoélectriques de quelques oxydes et sulfures métalliques.

Ce physicien a étudié les forces électromotrices thermoélectriques au moyen de la méthode de compensation de Poggendorff, modifiée par Kirchhoff. Si e et e' sont les forces électromotrices de deux éléments thermoélectriques à comparer, on a : $\frac{e}{e'} = \frac{a}{a'}$, a et a' représentant les longueurs correspondantes d'un fil de platine tendu, pour lesquelles la compensation est réalisée. Cela étant, voici quelques valeurs obtenues pour la longueur a, qui est proportionnelle à la force thermoélectrique du couple considéré ; nous allons devoir les utiliser.

Couple thermoélectrique.	Valeur de a.
Bismuth et zinc	134,6
— et antimoine	199,7
Pyrolusite et bismuth	210,6
— et nickel	285,1
— et charbon	315,2
— et zinc	331,1
— et fer	353,9
— et pyrrhotite	370,1
— et antimoine	396,9
Pyrrhotite et fer	11,0
— et antimoine	21,7
— et zinc	29,7
— et nickel	59,8
— et bismuth	178,0
— et chalcopyrite	649,5
Chalcopyrite et bismuth	542,2
— et zinc	602,6
— et nickel	618,8
— et fer	667,1
— et antimoine	669,3

Pyrite et pyrrhotite	563,2
— et antimoine	576,3
— et zinc	600,5
— et charbon	615,6
— et fer	635,9
— et nickel	642,9
— et bismuth	731,9
— et pyrolusite	933,2

Les diverses valeurs de a ont permis, à l'auteur du mémoire qui nous occupe, de formuler les conclusions suivantes (page 278) :

« *Vergleicht man die mitgeteilten Resultaten mit einander, so* « *erhält man für die von mir untersuchten Metallulfide und Metal-* « *loxyde folgende Spannungsreihe :*

—		
Chalkopyrit	Kupfer	Eisen
Pyrolusit	Cadmium	Pyrrhotit
Wismut	Nickelerz	Antimon
Zink	Kohle	Pyrit
Nickel	(für Bogenlicht)	+

« *Die Gleider dieser Reihe folgen dem Gesetze der thermoelektrischen* « *Spannungsreihe der Metalle mit hinreichender Annäherung. So* « *ist z. B :*

Pyrolusit Kohle	+	Kohle/Pyrit	=	Pyrolusit/Pyrit
315,2	+	615,6	=	930,8 (beob. 933,2),

ferner

Wismut Zink	+	Zink Pyrit	=	Wismut/Pyrit
134,6	+	600,5	=	735,1 (beob. 731,9). »

Je me suis proposé de *vérifier cette dernière conclusion* de A. Abt, sur d'autres exemples pris parmi les résultats de ses mesures. Constatons tout d'abord que ce physicien trouve :

Pour le couple pyrite/zinc	$a = 600,5$
— pyrite/fer	$a = 635,9$

Le fer devrait donc, dans la série thermoélectrique, être plus éloigné de la pyrite que le zinc. Mais on a, d'autre part :

Couple	chalcopyrite/fer	$a = 667,1$
—	chalcopyrite/zinc	$a = 602,6$
—	pyrrhotite/zinc	$a = 29,7$
—	pyrrhotite/fer	$a = 11,0$
—	pyrolusite/fer	$a = 353,9$
—	pyrolusite/zinc	$a = 333,1$

Ces trois dernières séries de résultats établissent, au contraire, que le zinc et le fer occupent, dans la série des pouvoirs thermoélectriques, les places qui leur ont été assignées par A. Abt. D'autres cas analogues se présentent. Ainsi les valeurs obtenues pour les couples pyrrhotite/nickel et pyrrhotite/zinc, d'une part, pyrite/fer et pyrite/zinc, d'autre part, conduisent à donner au nickel, au zinc et au fer des *positions dans la série des pouvoirs thermoélectriques*, qui sont autres que celles qui leur ont été attribuées.

Calculons, maintenant, les *valeurs de la force électromotrice des couples* nickel/fer, zinc/fer, bismuth/antimoine et bismuth/pyrrhotite, en faisant la somme ou la différence des forces électromotrices de couples convenablement choisis. Nous obtenons ainsi les résultats suivants, pour les diverses valeurs de la longueur *a*. :

Couple nickel/fer.

1. (Pyrite/nickel) — (pyrite/fer) = nickel/fer.
ou 642,9 — 635,9 = 7,0

2. (Chalcopyrite/fer) — (chalcopyrite/nickel) = nickel/fer.
ou 667,1 — 618,8 = 48,3

3. (Pyrrhotite/nickel) — (pyrrhotite/fer) = nickel/fer.
ou 59,8 — 11,0 = 48,8

4. Pyrolusite/fer) — (pyrolusite/nickel) = nickel/fer.
ou 353,9 — 285,1 = 68,8

Ainsi la longueur *a* est, suivant les cas, égale à 7,0 — 48,3 — 48,8 et 68,8.

Couple zinc/fer.

1. (Chalcopyrite/fer) — (chalcopyrite/zinc) = (zinc/fer).
ou 667,1 — 602,6 = 64,5

2. (Pyrrhotite/zinc) — (pyrrhotite/fer) = (zinc/fer).
ou 29,7 — 11,0 = 18,7

3. (Pyrolusite/fer) — (pyrolusite/zinc) = (zinc/fer).
ou 353,9 — 331,1 = 22,8

La longueur *a* varie donc de 18,7 à 22,8 à 64,5.

Couple bismuth/antimoine.

1. (Chalcopyrite/antimoine) — (chalcopyrite/bismuth) = (bismuth/antimoine).
ou 669,3 — 542,2 = 127,1

2. (Pyrite/bismuth) — (pyrite/antimoine) = (bismuth/antimoine).
ou 713,9 — 576,3 = 135,6

3. (Pyrrhorite/bismuth) + (pyrrhotite/antimoine) = (bismuth/antimoine).
ou 178,0 + 21,7 = 199,7

4. (Pyrolusite/antimoine) — (pyrolusite/bismuth) = (bismuth/antimoine).
ou 396,9 — 210,6 = 186,3

La longueur a est, suivant les cas, 127,1 — 155,6 — 186,3 — 199,7. L'étude directe du couple bismuth/antimoine a donné à A. Abt : $a = 199,7$.

Couple pyrrhotite/bismuth.

1. (Pyrite/bismuth) — (pyrite/pyrrhotite) = (pyrrhotite/bismuth).
ou 731,9 — 563,2 = 168,7

2. (Chalcopyrite/pyrrhotite) — (chalcopyrite/bismuth) = (pyrrhotite/bismuth).
ou 649,5 — 542,2 = 107,3

3. (Pyrolusite/pyrrhotite) — (pyrolusite/bismuth) = (pyrrhotite/bismuth).
ou 370,1 — 210,6 = 159,5

La longueur a est ici 107,3 — 159,5 ou 168,7, d'après les couples thermoélectriques considérés. La mesure directe, pour le couple pyrrhotite /bismuth, avait conduit à : $a = 178,0$.

Il est inutile de multiplier davantage les exemples, pour démontrer que la conclusion du mémoire de A. Abt, rappelée plus haut, ne se vérifie nullement et pour établir que *les corps étudiés* par lui ***ne suivent pas la loi, à laquelle obéit la série des pouvoirs thermoélectriques des métaux.***

TRAVAUX NÉERLANDAIS ;

1899-1900.

(*Suite*).

RITZ HASENOEHRL. — The dielectric coefficients of liquid nitrous oxide and oxygen (Constantes diélectriques du protoxyde d'azote et de l'oxygène liquides). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 52.

La méthode employée est une modification de celle de Gordon. Les surfaces intérieures de deux condensateurs plans C_1 et C_2 sont reliées aux deux paires de quadrants d'un électromètre de Thomson, tandis que les surfaces extérieures aboutissent à l'un des pôles d'une bobine de Ruhmkorff, dont l'autre pôle est mis à la terre en même temps que l'aiguille de l'électromètre. Si l'électromètre est parfaitement

symétrique et si $C_1 = C_2$, l'aiguille de l'électromètre ne bouge pas quand on fait marcher la bobine d'induction. Si C_1 est une capacité variable d'une façon continue et parfaitement connue, on peut obtenir la capacité C_2 quand on met différents milieux entre ces plateaux, d'où l'on déduit la constante diélectrique de ces milieux. Comme on ne peut empêcher la dissymétrie de l'électromètre et d'autres causes dissymétriques secondaires, on tourne la difficulté en déterminant les constantes diélectriques cherchées par une véritable double pesée : on fait une première expérience avec les capacités C_1 et C_2, et on amène au zéro l'aiguille de l'électromètre en modifiant convenablement C_1 ; puis on met un condensateur auxiliaire en surface avec C_1 et on diminue C_1 de façon à ramener l'électromètre au zéro, ce qui donne la capacité de l'électromètre auxiliaire ; si l'on recommence en introduisant, entre les deux plateaux de celui-ci, une épaisseur connue de gaz liquéfié, on déduit aisément la constante diélectrique de ce gaz liquéfié.

L'auteur trouve ainsi, pour les constantes diélectriques du protoxyde d'azote et de l'oxygène, à la température d'ébullition normale de chacun d'eux, respectivement 1,933 et 1,465.

Il essaye de se servir de ces nombres pour vérifier la relation de Clausius-Mosotti, d'après laquelle l'expression $D = \frac{K+2}{K-1} d$ (dans laquelle K est la constante diélectrique et d la densité à $t°$) serait indépendante non seulement de la température, mais encore serait la même pour l'état liquide et l'état gazeux. L'incertitude existant sur la densité de l'oxygène liquide à son point d'ébullition normale et surtout l'absence de toute détermination de la constante diélectrique de l'oxygène gazeux ne permettent pas une vérification précise de la formule considérée. Il n'en est pas de même pour le protoxyde d'azote ; malheureusement l'auteur ayant admis, pour la densité du protoxyde d'azote liquide à son point d'ébullition normal, la valeur 1,15 obtenue par Natterer et qui est beaucoup trop faible, trouve 4,85 pour la valeur de D relative à l'état liquide, tandis que, pour l'état gazeux, on a $D = 5,103$, d'après les données expérimentales excellentes.

Remarque. — J'obtiens une vérification beaucoup plus satisfaisante de la formule de Clausius-Mosotti en utilisant les recherches de M. Villard sur le protoxyde d'azote liquide [1], dans lesquelles il donne

[1] Voir VILLARD, *Thèse de doctorat ;* 1897.

les deux sortes de densités de ce corps pour toute une série de températures comprises entre 0° et 36°,3 ; ces densités vérifient la loi du diamètre rectiligne. Le coefficient angulaire α du diamètre, défini par l'expérience à 0° ($y = 0{,}49875$) et par l'expérience à 36°,3 ($y = 0{,}4550$), est $\alpha = -0{,}001205$; l'équation du diamètre est alors :

$$y = 0{,}49875 - 0{,}001205t.$$

Au point d'ébullition normale (— 88°,8 d'après Cailletet et Colardeau), l'équation précédente donne $2y = \delta + \delta' = 1{,}21150$; si de là on retranche la densité absolue du gaz à — 88°,8 sous la pression normale (0,00294,) on trouve la densité du corps à l'état liquide 1,20856. qui est sûrement approchée à $\frac{1}{200}$. Ce nombre fournit pour la constante D, relative au protoxyde liquide, la valeur 5,095, laquelle s'accorde remarquablement avec le nombre D = 5,103 relatif au gaz.

J.-E. VERSCHAFFELT. — On the critical isothermal line and the densities of saturated vapour and liquid in isopentane and carbon dioxyde (Sur l'isotherme critique et les densités du liquide et de la vapeur saturée dans l'isopentane et l'acide carbonique). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 55.

Pour déduire des recherches de l'auteur sur les ascensions capillaires au voisinage de la température critique [1] la tension superficielle, il faut connaître avec exactitude, dans le même intervalle de température, l'excès de la densité du liquide sur celle de la vapeur saturée. La formule empirique :

$$\rho_l - \rho_v = 0{,}243\,(1 - m)^{0{,}367},$$

dans laquelle $m = \frac{T}{T_c}$ est la température réduite, représente très bien les expériences de M. Amagat sur les deux sortes de densités de l'acide carbonique, sauf pour les températures comprises entre T_c — 0°,85 et T_c. M. Verschaffelt attribue ce fait à ce que M. Amagat a arrondi sa courbe d'interpolation du côté de l'état critique en forme de parabole du second degré. Au contraire, les déterminations très précises de densité, faites par M. S. Young sur l'isopentane et

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 444-446; 1897.

sans correction d'interpolation, vérifient la formule :

$$\rho_e - \rho_v = 0{,}11058\,(T_e - T)^{0,3434},$$

même à 0°,4 de la température critique et jusqu'à plus de 60° plus bas.

Dans la seconde partie de son travail, l'auteur propose, pour l'isotherme critique d'un corps, les formules empiriques suivantes :

$$p = p_e - p_e\left(1 - \frac{v_e - b}{v - b}\right)^n \qquad \text{pour} \qquad v > v_e,$$
$$p = p_e - p_e\left(\frac{v_e - b}{v - b} - 1\right)^n \qquad \text{pour} \qquad v < v_e,$$

dans lesquelles les pressions sont exprimées en atmosphères et les volumes en fonction du volume normal pris pour unité. Les expériences de M. Amagat sur l'acide carbonique sont bien représentées jusqu'à 800 atmosphères en prenant $t_e = 31°{,}4$, $p_e = 73^{atm}{,}6$.

$$v_e = 0{,}00424, \qquad n = 4 \qquad \text{et} \qquad b = 0{,}00045.$$

L.-H. SIERTSEMA. — Measurements on the magnetic rotation of the plane of polarisation in liquefied gases under atmospheric pressure (Mesures de la rotation magnétique du plan de polarisation des gaz liquéfiés sous la pression atmosphérique). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 57.

Ces nouvelles recherches ont été faites par la même méthode que celles qui concernaient la rotation magnétique des gaz sous pression [1] ; toutefois des précautions spéciales ont été prises pour libérer la colonne liquide parcourue par le faisceau lumineux des bulles de gaz qui prennent naissance au contact des parois du vase contenant le liquide sous l'influence de la chaleur amenée par conduction. Le gaz liquéfié est contenu dans un cylindre de verre horizontal, la partie centrale du liquide, seule utilisée, étant limitée par un tube de verre de même longueur que le premier, ouvert aux deux bouts et plongé complètement dans le liquide; des glaces de verre bien travaillées terminent le premier cylindre. Deux tubes de verre concentriques au premier déterminent une double chemise de vapeur qui garantit latéralement le liquide expérimenté contre la chaleur venant du dehors. Les nicols sont placés extérieurement et protégés contre

[1] Voir : *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 288-290 ; 1898.

tout dépôt de glace ou d'humidité par des chemises d'air sec. Les mesures de la rotation du plan de polarisation ont été faites, à la minute près, en employant la lumière de l'arc simultanément avec celle d'un arc au mercure dans le vide, de façon à opérer sur des longueurs d'onde bien définies. L'auteur a opéré d'abord sur le chlorure de méthyle, qui est le gaz liquéfié le plus facile à manier et à se procurer pur. Le tableau suivant donne, pour différentes longueurs d'onde, le rapport $\frac{\omega}{\omega_D}$ de la rotation relative à la longueur d'onde λ à celle qui est relative à la raie D, dans les mêmes conditions :

λ	$\frac{\omega}{\omega_D}$ (CH^3Cl)	$\frac{\omega}{\omega_D}$ (gaz)
0µ,631	0,90	0,87
0 ,546	1,17	1,17
0 ,480	1,58	1,53
0 ,449	1,76	1,76
0 ,435	1,90	1,90

Les recherches antérieures de l'auteur ayant montré la quasi-identité de la dispersion rotatoire magnétique des gaz qui ne contiennent pas d'oxygène, la dernière colonne du tableau précédent se rapporte à ces gaz ; on peut constater que la dispersion rotatoire magnétique du chlorure de méthyle liquide ne diffère pas sensiblement de celle des gaz précités.

H. KAMERLINGH ONNES. — Contributions to the knowledge of Van der Waals, ψ, surface. I. Graphical treatment of the transverse plait (Contribution à la connaissance de la surface ψ de Van der Waals. I. Détermination graphique du pli transverse).

H. KAMERLINGH ONNES and M. REINGANUM. — II. The part of the transverse plait in the neighbourhood of the plait point in Kuenen's experiments on retrograde condensation (La partie du pli transverse au voisinage du point de plissement dans les expériences de Kuenen sur la condensation rétrograde). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 59.

Dans son travail sur la surface de Van der Waals relative aux mélanges d'acide carbonique et de chlorure de méthyle [1], Kuenen avait remarqué que l'équation d'état de Van der Waals était insuffisante pour représenter ses expériences sur les isothermes de l'acide carbonique ou du chlorure de méthyle purs, et il avait adopté pour

[1] KUENEN, *Arch. Néerl.*, 1re série, t. XXVI, p. 354 ; 1893.

ces corps la formule de Clausius (première forme). Pour un mélange constitué par x molécules de CO^2 pour $1 - x$ de CH^3Cl, l'équation d'état est de la forme :

$$p = \frac{R_x T}{v - b_x} - \frac{K_x}{T(v + \beta_x)^2}, \tag{1}$$

Kuenen ayant donné pour les trois mélanges qu'il a étudiés les valeurs des constantes R_x, K_x, b_x, β_x,

A chaque valeur constante de T correspond une surface ψ de Van der Waals, dont les trois coordonnées sont le titre x, le volume v et l'énergie libre ψ_x, qui, à la température considérée, est donnée, à une fonction linéaire près de la température et comme Van der Waals l'a montré, par :

$$\psi_x = -\int p dv + R_x T \{ x L x + (1 - x) L (1 - x) \}.$$

On peut donc espérer tirer de là et des équations (1) les sections de la surface ψ, relatives à une température donnée, par des plans parallèles aux plans de coordonnées et en déduire des valeurs approchées pour la pression, le volume et la composition des phases coexistantes à la même température. Pratiquement, les résultats obtenus n'ont pas été satisfaisants. Après différents essais, M. Kamerlingh Onnes est revenu à l'équation d'état de Van der Waals et à la méthode suivie par Reinganum dans sa thèse de doctorat et consistant à déterminer empiriquement les corrections qu'il faut apporter aux constantes a et b de l'équation de Van der Waals. Dans sa théorie du *mélange idéal*, il suppose que l'on peut calculer l'isotherme de chaque mélange d'après celle d'une substance homogène, et, au moyen de la température et de la pression critique du mélange x, il définit la température réduite, la pression réduite, et l'énergie libre réduite du mélange considéré.

Il détermine ensuite la valeur des constantes que le calcul introduit et qui doivent être les mêmes pour les substances d'un même groupe, de façon à représenter le mieux possible les expériences de Kuenen. M. Kamerlingh Onnes se sert pour cela de deux méthodes qui s'éclairent l'une l'autre, l'une reposant sur des constructions graphiques planes, l'autre sur les mesures prises sur une représentation approchée de la surface ψ étudiée, faite en plâtre, méthodes qu'il est difficile de résumer en peu de mots.

E. VAN EVERDINGEN Jr. — Remarks on the method for the observation of the Hall-effect (Remarques sur la méthode d'observation du phénomène de Hall).

E. VAN EVERDINGEN Jr. — Measurements concerning the dissymmetry of the Hall-effect in bismuth and the mean Hall-effect on bismuth and antimony (Mesures sur la dissymétrie du phénomène de Hall dans le bismuth et sa valeur moyenne dans le bismuth et l'antimoine). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 26.

Dans la première note, l'auteur étudie la méthode expérimentale qu'il emploie pour l'étude du phénomène de Hall et qui est celle de A. Lebret, décrite dans une communication antérieure ; elle est caractérisée par un courant dérivé du courant primaire (*by-current*) annulant le courant secondaire dans un champ magnétique nul, lorsque les électrodes secondaires ne sont pas placées exactement sur une même ligne équipotentielle. M. Van Everdingen montre, en particulier, qu'il ne suffit pas de constater que le courant dérivé a la même intensité avant et après l'introduction du champ magnétique, pour être sûr que le courant secondaire observé est bien dû au phénomène de Hall.

La seconde note se rapporte à des mesures préliminaires faites dans des directions variées.

E. VAN EVERDINGEN Jr. — On the increase of the resistance of bismuth in the magnetic field, in connection with the dissymmetry of the Hall-effect (Sur l'accroissement de la résistance du bismuth dans un champ magnétique, en rapport avec la dissymétrie du phénomène de Hall). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 37.

M. Lebret a indiqué, dès 1895, que la dissymétrie du phénomène de Hall dans le bismuth peut être expliquée en supposant que la résistance de ce corps dans un champ magnétique croît inégalement pour les différentes orientations de ce champ ; il montrait en même temps la possibilité d'une relation entre ces directions de dissymétrie et les directions cristallographiques principales du bismuth. Par des expériences directes, l'auteur met hors de doute la réalité du phénomène prévu par M. Lebret.

E. VAN EVERDINGEN Jr. — On the relation between the crystallographic directions and the resistance, the magnetic increase of resistance and the Hall-effect in bismuth (Relation entre les directions cristallographiques, la résistance, l'accroissement magnétique de la résistance et le phénomène de Hall dans le bismuth). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 37.

Les expériences de l'auteur concordent avec les explications suivantes : Pour un champ magnétique nul, les résistances relatives à différentes directions dans un cristal de bismuth peuvent être représentées par les rayons vecteurs d'un ellipsoïde de révolution dont le plus grand coïncide avec l'axe principal du cristal. Une force magnétique, dirigée suivant l'axe principal, produit une magnétisation plus forte que dans une direction perpendiculaire à cet axe. L'intensité de l'effet Hall sur une plaque plane taillée dans un cristal de bismuth dépend de la composante du champ magnétique perpendiculaire à cette plaque. Quand la direction du champ coïncide avec l'axe principal, le phénomène de Hall relatif à une plaque perpendiculaire à cet axe a une valeur plus faible que quand le champ est perpendiculaire à l'axe principal. Il est très probable que la grandeur du phénomène de Hall, relatif à une position arbitraire de la plaque, s'obtient au moyen de l'ellipsoïde de révolution construit avec les valeurs extrêmes de ce phénomène.

L'accroissement de résistance dans un champ magnétique a lieu en égale proportion pour toutes les directions d'un plan perpendiculaire au champ magnétique. La grandeur de cet accroissement de résistance dépend de l'orientation du champ par rapport aux axes cristallographiques ; le minimum d'accroissement a lieu quand le champ coïncide avec l'axe principal du bismuth, et le maximum quand le champ est perpendiculaire à cet axe. Pour une position arbitraire du champ par rapport à l'axe, il est probable que l'accroissement est donné au moyen de l'ellipsoïde de révolution construit avec les valeurs extrêmes de cette quantité.

Après l'accroissement magnétique de résistance, l'ellipsoïde de résistance possède, en général, trois axes inégaux, de sorte que les résistances dans des directions à angle droit, prises dans une plaque plane quelconque, seront accrues en proportions différentes dans un champ magnétique.

E. VAN EVERDINGEN Jr. — On the Hall-effect and the magnetic increase of resistance in bismuth (Sur le phénomène de Hall et l'accroissement magnétique de résistance dans le bismuth). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 40.

Quand on détermine l'effet Hall au moyen d'une plaque circulaire mince que l'on fait tourner dans son plan (qui est perpendiculaire au champ magnétique) d'angles de 45°, 90°, etc., l'effet moyen de Hall varie. L'auteur répète cette expérience avec deux plaques carrées, provenant d'une même plaque circulaire de bismuth sciée en deux dans le sens de son épaisseur; la même dissymétrie a été mise hors de doute et trouvée même plus forte qu'avec les plaques circulaires, ce qui rend le phénomène indépendant de la forme des plaques. Faute d'autre explication, l'auteur admet que ce phénomène doit être rapporté à une irrégularité dans la cristallisation du bismuth. Enfin il montre que le parallélisme supposé entre la conductibilité électrique et le phénomène de Hall n'est pas confirmé par ses expériences.

E. VAN EVERDINGEN Jr. — The Hall-effect in electrolytes (Le phénomène de Hall dans les électrolytes). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 41.

L'auteur fait l'historique des tentatives faites pour mettre en évidence le phénomène de Hall dans les électrolytes, et il résume à grands traits les travaux de Roïti, Florio et Chiavassa dans cet ordre d'idées. Il fait ensuite une théorie du phénomène de Hall dans les électrolytes, en admettant : 1° que le courant électrique dans les électrolytes consiste dans un transport mécanique des charges électriques par les ions ; 2° que ceux-ci se meuvent suivant leur nature avec des vitesses différentes U et V ; 3° que, d'après Lorentz, un ion qui se meut avec la vitesse v dans un champ magnétique H, perpendiculaire à cette vitesse, est soumis, par chaque unité d'électricité transportée, à un vecteur vH, dirigé perpendiculairement au plan qui passe par la vitesse de l'ion et le champ magnétique.

Il trouve finalement que l'effet Hall est donné par $-\mu H(U - V)$, μ étant une constante comprise entre 1/2 et 1.

Sous l'influence de l'électrolyse, les électrodes sont immergées dans des liquides de concentration différente, et la théorie de Helm-

holtz permet de calculer la différence de potentiel qui prend naissance sous l'influence de cette différence de concentration. Appliquant les théories précédentes au cas d'une certaine solution aqueuse de sulfate de cuivre étudiée par Kohlrausch, l'auteur montre que le phénomène de Hall est du même ordre de grandeur que la différence de potentiel produite par la différence de concentration autour des électrodes. Il attaque enfin les expériences de M. Bagard sur les solutions étendues de sulfate de cuivre qui donnent, dans un certain cas, pour le phénomène de Hall 35.10^{-7}, tandis que la théorie de l'auteur n'indique que 14.10^{-13} (1).

E. Van EVERDINGEN Jr. — The galvanomagnetic and thermomagnetic phenomena in bismuth (Les phénomènes galvano et thermomagnétiques dans le bismuth. 1er mémoire) — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 42.

L'auteur reproduit brièvement la théorie des phénomènes galvanomagnétiques et thermomagnétiques du professeur Riecke reposant sur la théorie de Weber relative à la conductibilité de la chaleur et de l'électricité dans les métaux, et d'après laquelle la conduction de la chaleur est attribuée exclusivement au mouvement des particules chargées d'électricité. Il montre, en particulier, que l'égalité des vitesses des particules positives et négatives pour une différence de température de 1° par centimètre, admise par Riecke, n'est pas possible.

L'auteur pense que la théorie de Riecke doit être modifiée, car la variation de la conductibilité thermique dans un champ magnétique est beaucoup plus faible que celle de la conductibilité électrique, ce qui semble prouver que la théorie suppose à tort que le transport de la chaleur se fait uniquement par les particules électrisées.

Les expériences de Von Ettingshausen et Nernst ayant montré, par la variation de la constante de Hall avec le champ magnétique, que le phénomène n'est pas rigoureusement proportionnel à la première puissance du champ magnétique, l'auteur répète leurs expériences et trouve des résultats numériques très différents de ceux des savants allemands, ce qu'il attribue à la différence de pureté des échantillons de bismuth employés.

---

(1) L'auteur ne paraît pas avoir eu connaissance du mémoire où M. Bagard a répondu victorieusement, semble-t-il, aux critiques de MM. Roite, Florio et Chiavassa. Voir Bagard : Sur la réalité du phénomène de Hall dans les liquides (l'*Éclairage électrique* du 16 avril 1898).

E. VAN EVERDINGEN Jr. — The galvanomagnetic and thermomagnetic phenomena in bismuth (Les phénomènes galvano et thermomagnétiques dans le bismuth) 2e mémoire. — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 48.

L'auteur a obtenu, pour une seule et même plaque de bismuth, dans le même champ magnétique et à la même température, les mesures des quatre phénomènes relatifs à la conduction de l'électricité et de la chaleur dans les métaux. La variation de la résistance électrique et l'effet longitudinal thermomagnétique sont représentés très exactement par des formules empiriques de la forme :

$$E = \frac{C_2 M^2}{1 + C_1 \sqrt{M^2}}. \qquad (1)$$

dans lesquelles E représente le phénomène observé, M la force magnétique exprimée en milliers d'unités C.G.S., C_1 et C_2 des constantes.

La constante C_1 étant sensiblement la même pour les deux phénomènes considérés, il s'ensuit qu'ils varient proportionnellement et qu'il devient probable qu'ils ont une cause commune. En ce qui concerne l'effet longitudinal thermomagnétique, les observations de Von Ettingshausen et Nernst ne sont pas représentables par la formule (1) et, par suite, sont en désaccord avec celles de l'auteur.

E. VAN EVERDINGEN Jr. — The Hall-effect and the increase of resistance of bismuth in the magnetic field at very low temperatures (Le phénomène de Hall et l'accroissement de résistance du bismuth dans un champ magnétique aux très basses températures). 1er et 2e mémoire. — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, nos 53 et 58.

Dans le premier mémoire, l'auteur reprend la mesure du phénomène de Hall à la température d'ébullition normale du protoxyde d'azote, puis de l'oxygène liquides ; avec le protoxyde d'azote, on a utilisé des champs allant de 1.300 à 8.100 C. G. S. ; le résultat est très net : à — 90° comme à + 15°, le coefficient de Hall, R, décroît quand le champ augmente, tandis que le produit (RM) de R par la force magnétique va en croissant très rapidement. Pour une même valeur du champ, R croît très rapidement quand la température diminue. Ainsi, avec un échantillon de bismuth électrolytique, dans un champ de 4.400 C. G. S. et dans l'oxygène bouillant, l'auteur

trouve R = 41,4, ce qui était, au moment de ses expériences, la plus forte valeur trouvée jusqu'alors pour le coefficient de Hall.

L'accroissement de résistance du bismuth dans un champ magnétique augmente également quand la température diminue et, pour les champs de 2.650 et 3.800 C. G. S. employés, double sensiblement quand on passe de + 27° à — 90°.

Dans le second mémoire, l'auteur reprend avec soin la mesure du coefficient R pour des champs allant de 1.000 à 6.000 C. G. S. aux températures suivantes : + 100°, + 11°,5, — 23°, — 90°, — 182°, qui correspondent aux points fixes de la vapeur d'eau, du chlorure de méthyle, du protoxyde d'azote et de l'oxygène, la seconde température étant celle du laboratoire. M. Van Everdingen trouve ainsi que l'influence de la température sur R est d'autant plus grande que le champ est plus faible ; à — 182° et pour M = 1.050 C. G. S., on a R = 61,8.

L'accroissement de résistivité a été mesuré pour les mêmes températures et les mêmes valeurs du champ M, et est très bien représenté, à température fixe, par la formule à deux constantes :

$$\Delta r = \frac{C_2 M^2}{1 + C_1 M}.$$

Le coefficient angulaire de rotation des lignes équipotentielles D a été mesuré dans les mêmes conditions ; la variation observée de D ne concorde pas du tout avec celle qui résulte de la théorie de Riecke. Cette contradiction apparente s'expliquerait en admettant que, dans un champ magnétique, le nombre des particules libres chargées d'électricité est diminué dans un certain rapport.

E. Mathias.

DRUDE'S ANNALEN;

T. III, n° 11, 1900.

P. DRUDE. — Sur Elektronentheorie der Metalle (Contribution à la théorie électronique des métaux). — P. 369-402.

Ce mémoire, qui constitue la troisième partie d'un travail très complet de P. Drude sur cette question contient la théorie des phé-

nomènes galvanomagnétiques et thermomagnétiques ; malheureusement il me semble que le nombre des hypothèses nécessaires à l'édification de cette théorie est bien grand ; l'application des théorèmes de la théorie cinétique des gaz ajoute encore à ce caractère hypothétique.

L. MARCHIS.

JOHN ROBERTS BENTON. — Abhängigkeit des specifischen Torsionswiderstandes einiger Metalldrähte von der Spannung (Influence de la tension sur la résistance spécifique à la torsion de quelques fils métalliques). — P. 471-491.

L'auteur charge un fil de différents poids et étudie la durée des oscillations de torsion, quand le fil est plus ou moins tendu. Cette méthode dynamique ne le conduit pas à des résultats bien nets et dignes d'être résumés. Nous avons là un nouvel exemple de l'impuissance de la méthode des oscillations pour l'étude de la torsion. M. Bouasse, dans un long mémoire publié dans les *Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse*, a montré que la résistance de l'air venait compliquer les phénomènes dans des proportions inconnues ; le vide ne permet même pas de supprimer cette perturbation, l'influence de la couche d'air adhérente au fil se conservant même dans ce cas. M. Benton s'est trouvé lui-même en présence de cette difficulté, puisqu'il constate que la nature de la surface extérieure de ses fils joue un rôle et introduit des perturbations qui ne permettent pas de conclure, au point de vue quantitatif, dans la question qu'il s'est proposé de résoudre.

L. MARCHIS.

A. RIETZSCH. — Ueber die thermische und elektrische Leitfähigkeit von Kupfer-Phosphor und Kupfer-Arsen (Sur la conductibilité thermique et électrique du cuivre phosphoreux et du cuivre arsénieux). — P. 403-427.

L'auteur a fait des mesures des deux conductibilités thermique et électrique sur des barreaux et des lames de cuivre contenant de faibles quantités de phosphore ou d'arsenic. La présence de ces impuretés, même en faible proportion, détermine une diminution très considérable des deux conductibilités ; mais la conductibilité calorifique est ainsi plus réduite que la conductibilité électrique.

Voici, par exemple, les nombres obtenus en opérant sur des bar-

reaux, la conductibilité du cuivre pur étant prise égale à 100 :

I. Teneur pour 100 en phosphore.....	0	0,34	0,87	2,35	5,25
Conductibilité calorifique...........	100	25	16	7	4
Conductibilité électrique...........	100	36,7	20,6	10,1	5,6
II. Teneur pour 100 en arsenic.........	0	1,04	1,80	2,66	5,02
Conductibilité calorifique..........	100	30	21,6	14,3	5,3
Conductibilité électrique....	100	36,2	24,8	18,1	6,6

L'écart par rapport à la loi de Wiedemann et Franz a lieu ici en sens contraire de celui qui a été reconnu récemment pour des combinaisons d'éléments exclusivement métalliques [1].

H. Bagard.

Karl T. FISCHER. — Ein neues Barometer; (Luftdruckaräometer (Un nouveau baromètre; aréomètre barométrique). — P. 428-438.

Un aréomètre à flotteur, disposé en ludion, prend une position d'équilibre stable, variable avec la pression extérieure.

Ce nouveau baromètre est gradué par comparaison avec le baromètre à mercure. Ses indications seront comparables, si tout le système (flotteur et liquide) est maintenu à température constante; cette condition est réalisée par un dispositif comparable à celui du calorimètre de Bunsen.

L'appareil est spécialement destiné aux observations aéronautiques, pour lesquelles une extrême précision n'est pas nécessaire. Les avantages qu'il présente alors sont :

1° De ne pas être troublé, comme le baromètre à mercure, par l'accélération du mouvement qu'on lui imprime, puisque poids du flotteur et poussée du liquide sont alors également modifiés;

2° De ne pas présenter de retards, comme l'anéroïde, dont les indications, données sous une même pression, diffèrent suivant qu'on opère par pressions croissantes ou décroissantes.

F. Carré.

[1] W. Jaeger et H. Diesselhorst, *Sitz. Akad.*, Berlin, 1899, p. 719.

J. STARK. — Methode der Querströme und die Leitfähigkeit in durchströmmten Gasen (Méthode des courants transversaux et conductibilité des gaz traversés par un courant). — P. 492-512.

Soit un cylindre conducteur traversé suivant son axe par un courant uniforme. Disposons, dans une section droite du cylindre, deux électrodes linéaires parasites. Elles se trouvent sur une surface équipotentielle, et, par conséquent, elles ne livreront passage à aucun courant, à moins que, à l'aide d'une source extérieure, on n'établisse entre ces deux électrodes une différence de potentiel. Si l'on suppose la résistance du circuit des électrodes parasites négligeable par rapport à celle de la matière du cylindre, l'intensité du courant dans le circuit des électrodes parasites sera en raison inverse de la résistance spécifique du cylindre. Si donc celle-ci varie d'une section à une autre, il suffira de comparer les intensités des courants transversaux produits par une force électromotrice constante entre les électrodes parasites placées, à la même distance, successivement dans diverses sections du cylindre, pour en déduire la loi de variation de la résistance spécifique, avec la distance à l'origine.

Les conditions réalisées dans une masse gazeuse cylindrique traversée par un courant axial sont évidemment beaucoup trop complexes pour qu'on puisse assimiler le gaz à un conducteur métallique ou électrolytique, dont la résistance ne dépendrait que de la distance à une origine. Toutefois la méthode des courants transversaux peut fournir des renseignements qualifitatifs qui ne seront pas sans intérêt.

Les recherches de M. Stark ne sont pas encore terminées, mais elles établissent déjà que la conductibilité ainsi assignée à un gaz traversé par un courant est généralement plus grande dans les espaces lumineux que dans les espaces sombres voisins. Il n'y a d'ailleurs aucune relation quantitative simple entre les conductibilités assignées et la rapidité de la chute de potentiel dans les régions correspondantes du tube à gaz. La conductibilité est maximum dans la lumière négative (*negative Glimmschicht*), minimum dans l'espace obscur cathodique. Elle croît avec l'intensité du courant.

L'auteur estime que toutes ces particularités trouveront, dans la considération de l'ionisation du gaz, une explication complète qu'il essaie au moins d'ébaucher.

E. B.

ERNST LECHER. — Über unipolare Induction und den Pohl'schen Versuch (L'induction unipolaire et l'expérience de Pohl). — P. 513-521.

H. LORBERG. — Einige Bemerkungen zu zwei Aufsätzen von Lecher und König (Quelques remarques sur deux mémoires de Lecher et König). — P. 522-529.

M. Lecher détermine d'abord, par la considération des lignes de force et des forces électromotrices induites par le mouvement, les points d'application des forces qui s'exercent entre des courants fermés, entre un aimant et un courant fermé, entre un aimant et un élément de courant. Il s'efforce de démontrer qu'au point de vue où il se place, la rotation d'un pôle d'aimant sous l'action d'un courant n'est pas due à la portion du courant, qui est dirigée suivant l'axe de l'appareil; il décrit une expérience tendant à mettre en évidence l'action du reste du circuit et à montrer que la force électromotrice induite par le mouvement de l'aimant varie avec la forme de cette partie extérieure. Malheureusement l'expérience ne porte pas sur une rotation complète de l'aimant et doit s'expliquer par les dimensions particulières de l'appareil. Quant à son expérience antérieure [1], M. Lecher ne la considère plus comme démonstrative.

M. Lecher et M. Lorberg reprochent, non sans raison, semble-t-il, à M. W. König [2] d'accepter ou de rejeter arbitrairement, dans ses explications d'expériences de rotation électromagnétique, le principe de l'égalité de l'action et de la réaction. M. Lorberg, qui admet ce principe, ne me semble pas en déduire les conséquences avec toute la rigueur désirable.

Ce qui me paraît ressortir de cette discussion, c'est qu'il est légitime de calculer l'action d'une portion de courant sur un aimant par la loi de Biot et Savart, qui donne un résultat exact pour l'effet, seul observable, du courant total. Mais il n'est pas permis alors d'admettre que la réaction de l'aimant sur la portion de courant, réaction directement observable, soit égale et contraire à l'action ainsi calculée.

C. RAVEAU.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 150 et 166 ; 1900.
(2) *Ibid.*, p. 675.

W. WIEN. — Zur Theorie der Strahlung schwarzer Körper. Kritisches. (Sur la théorie du rayonnement des corps noirs. Discussion). — P. 530-539.

L'auteur a publié, sur cette question, à l'occasion du Congrès de Physique, un remarquable rapport auquel il se réfère. L'objet spécial de la publication actuelle est surtout de répondre à une critique formulée par M. Brillouin, au sujet de l'effet de la rotation magnétique du plan de polarisation, et aussi de préciser divers autres points de sa théorie, qui ont donné lieu à des discussions [1].

E. B.

P.-S. WEDELL-WEDELLSBORG. — Notiz uber die Ursachen der secularen Variationem des Erdmagnetismus (Note sur les causes de la variation séculaire du magnétisme terrestre). — P. 540-543.

La terre, électrisée négativement et tournant autour de son axe, engendre un champ magnétique. Pourquoi le champ magnétique terrestre effectif n'est-il pas symétrique autour de l'axe de rotation, et se déplace-t-il lentement au cours des siècles? L'auteur s'appuie sur les observations et les théories d'Adam Paulsen [2], pour en rapporter la cause principale à une action des taches solaires. D'après Paulsen, les rayons émanés des taches produisent à la surface de la terre des courants, dont la période est nécessairement diurne. Le champ produit par ces courants agit dans le sens convenable pour déplacer lentement les pôles magnétiques terrestres vers l'ouest, comme l'expérience a montré qu'ils se déplacent en effet.

E. B.

J.-V. PALLICH. — Eine einfache Modification des Wehnelt'schen Unterbrecher (Modification simple de l'interrupteur de Wehnelt). — P. 543-544.

Interrupteur électrolytique très simple. La cathode est formée d'un fil de cuivre de 3 à 5 millimètres de diamètre plongeant verticalement, sur une longueur de 2 à 3 centimètres, dans le liquide (acide sulfurique étendu de densité 1,2); l'anode est formée d'un fil d'acier de 1-2 millimètres de diamètre enfermé dans un tube de verre dis-

(1) Le *Journal de Physique* aura l'occasion de revenir sur cette question.
(2) Adam PAULSEN, *Oversigt Kgl. Danske Vid. Forh.*, 1894, p. 62.

posé verticalement près de la cathode et dont l'orifice inférieur est assez petit pour que le fil d'acier ne puisse pas y passer ; cet orifice doit être, d'ailleurs, rendu assez solide pour résister aux violentes secousses qui s'y produiront, puisqu'il est le siège des interruptions. Le flacon, d'un demi-litre de capacité, est plongé dans une grande cuve pleine d'eau froide.

Il est généralement inutile d'introduire un rhéostat de réglage dans le circuit : il suffit de faire descendre progressivement le fil d'acier dans le tube de verre jusqu'à ce qu'on ait atteint la longueur d'étincelle ou la fréquence des interruptions désirées. On retire complètement ce fil quand l'appareil est au repos.

Ce dispositif très simple fonctionne très bien, même pendant plusieurs heures, et peut être utilisé dans un grand nombre d'applications de la bobine d'induction.

H. Bagard.

N° 12; 1900.

E. RIECKE. — Ueber Wechselwirkung und Gleichgewicht trigonaler Polsysteme. Ein Beitrag zur Theorie der Krystallstructur (Sur l'action réciproque et l'équilibre des systèmes de pôles trigonaux, contribution à la théorie de la structure cristalline). — P. 545-577.

Lorsqu'on cherche à se rendre compte des actions moléculaires en supposant que chaque molécule comprend deux pôles électriques (ou magnétiques), on rencontre de très grandes difficultés. Le problème est plus abordable, si on suppose que chaque molécule comprend un système trigonal de pôles, représenté par un hexagone régulier dont les sommets successifs seraient des pôles égaux et de signes contraires. C'est ce problème que développe l'auteur. Il calcule d'abord le potentiel réciproque de deux systèmes trigonaux, en déduit leurs conditions d'équilibre, et applique les résultats à l'étude de l'équilibre d'un réseau moléculaire. Il calcule ensuite les actions qui s'exercent aux limites du réseau, actions qui interviennent dans le mode d'accroissement des cristaux. Enfin il examine les écarts que supposent les actions calculées par rapport à la loi de Newton.

Ch. Maurain.

G. JAUMANN. — Zur Theorie der Lösungen (Pour la théorie des solutions). — P. 578 617.

Le but de l'auteur est « de rendre la théorie des solutions indépendante de l'hypothèse des ions d'Arrhenius et de la rattacher au contraire à la théorie de Faraday et de Maxwell ».

I. ***Les tourbillons électriques considérés comme cause de toutes les forces électromotrices.*** — Par *tourbillon électrique* (***Wirbel***), M. Jaumann désigne toute région dans laquelle les composantes X, Y, Z du *vecteur électrique* ne sont pas les dérivées partielles d'une fonction des coordonnées [1]. Dans tout système hétérogène de conducteurs il y a nécessairement de pareilles régions. Elles constituent des anneaux fermés, enlacés par les lignes de courant, comme un anneau de chaîne l'est par un autre. Tel est l'anneau commun aux trois couches de passage interposées entre deux conducteurs différents et l'isolant ambiant (zinc, acide, air).

En vertu de l'identité connue [2] :

$$(1) \qquad \int (Xdx + Ydy + Zdz) = \iint \left(\frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial z} \right) dydz + \text{etc.},$$

cette intégrale curviligne, prise sur un contour fermé enlaçant un tourbillon, a une période, et la valeur E de cette période est ce qu'on appelle la force électromotrice (au contact du zinc et de l'acide).

Pour marquer clairement la différence entre la méthode de M. Jaumann et celle qu'ont suivie les autres physiciens, particulièrement M. Nernst, on peut dire que ceux-ci ont cherché à tirer

---

[1] En distinguant par les indices J et P les notations de M. Jaumann, et celles de M. H. Poincaré (*Électricité et Optique*, I, p. 95), on a :

$$X_J = - \frac{\partial \psi_P}{\partial x} + X_P, \text{ etc.}, \qquad X'_J = - \frac{\partial \psi_P}{\partial x}, \text{ etc.},$$

ψ_P est le potentiel électrique ; $X_P dx$, etc., sont les composantes de la *force électromotrice locale*.

Pour un contour fermé quelconque, les deux intégrales

$$\int (X_J dx + Y_J dy + Z_J dz) \qquad \text{et} \qquad \int (X_P dx + Y_P dy + Z_P dz)$$

sont égales.

[2] *Électricité et Optique*, I, p. 130.

de la considération des propriétés scalaires du système hétérogène (température, concentration, etc.). l'expression des fonctions X, Y, Z, qui figurent dans le premier membre de cette identité (1), au lieu que M. Jaumann cherche à en tirer directement celle des binômes $\frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial z}$ etc., qui figurent dans le second. Ces binômes, qui n'ont une valeur différente de zéro que dans les tourbillons, sont considérés par l'auteur comme les projections d'un vecteur qu'il appelle *rotation* (*Quirl*) *du vecteur électrique*.

II. *Action électromotrice des chutes croisées.* — D'autre part les tourbillons sont les seules régions où se présente ce qu'il nomme une *chute croisée* (*Kreuzgefall*) de propriétés; c'est-à-dire que la direction suivant laquelle une propriété scalaire varie le plus rapidement, peut y être différente de la direction analogue relative à une autre propriété scalaire. Par exemple, dans le tourbillon, dont la section droite est ABCD, (*fig.* 1) la direction de chute maxima est AB pour la concentration, AC pour la densité totale.



Fig. 1.

Soient a et b deux propriétés scalaires convenablement choisies. Considérons les deux vecteurs dont les composantes respectives sont $\frac{\partial a}{\partial x}$, etc, $\frac{\partial b}{\partial x}$, etc. Leurs directions sont celles des chutes maxima. Leur produit vectoriel (troisième vecteur perpendiculaire au plan qu'ils déterminent et numériquement égal à l'aire du parallélogramme construit sur eux) a pour projections :

$$\left(\frac{\partial a}{\partial z}\frac{\partial b}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y}\frac{\partial b}{\partial z}\right), \text{ etc.}$$

M. Jaumann admet qu'il coïncide en direction avec la *rotation* du vecteur électrique, ce qui est à peu près évident par raison de symétrie. Mais j'ai trouvé peu solides les motifs allégués pour préciser davantage la relation entre la *chute croisée* et la *rotation* et l'exprimer définitivement par les trois équations :

$$(2) \qquad C\left(\frac{\partial a}{\partial z}\frac{\partial b}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y}\frac{\partial b}{\partial z}\right) = \varkappa\left(\frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial z}\right), \text{ etc.,}$$

$\varkappa$ est la conductibilité spécifique, C un facteur dépendant du système de mesures adopté.

Un autre point où l'arbitraire m'a paru jouer un grand rôle, c'est le choix des deux propriétés a et b, qu'on fait intervenir de préférence aux autres. Tout en restreignant, pour abréger, la généralité des raisonnements de l'auteur, je ne crois pas dénaturer ses idées en les exposant de la manière suivante. D'après M. Kohlrausch, la conductibilité d'un groupe nombreux de solutions électrolytiques étendues est donnée par la formule :

$$\varkappa = \eta\,(u + v) + \gamma,$$

où γ désigne la conductibilité de l'eau pure, η la concentration, u et v deux termes qui dépendent exclusivement, l'un, u, de la nature de la base, l'autre, v, de celle de l'acide. M. Jaumann coupe le second membre en deux parties :

$$\varkappa = \left(\eta u + \frac{1}{2}\gamma\right) + \left(\eta v + \frac{1}{2}\gamma\right);$$

et ce sont, à certaines constantes arbitraires près, ces deux expressions entre parenthèses qu'il prend comme définissant et mesurant les deux propriétés a et b, dont la chute croisée détermine la rotation du vecteur électrique.

Quelques hypothèses vraisemblables sur la façon dont η et γ varient dans les couches de passage permettent de calculer les dérivées $\frac{\partial a}{\partial x}, \cdot\cdot \frac{\partial b}{\partial x}, \cdots$ La formule (2) fournit alors l'expression développée du binôme $\left(\frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial z}\right)$ On substitue cette expression dans l'égalité :

$$E = \iint \left(\frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial z}\right) dy\,dz,$$

et, en intégrant pour la section droite du tourbillon, on obtient la formule :

$$E = A \frac{u - v}{u + v} \log \frac{\eta_2}{\eta_1}, \tag{3}$$

η_1 et η_2 sont les concentrations des deux solutions dans les régions homogènes. La théorie actuelle ne fait pas connaître A. Un recours à la théorie thermodynamique de Helmholtz montre que ce facteur doit être proportionnel à la température absolue. Enfin un raisonnement analogue à celui de M. Nernst assigne à A la forme $\frac{RT}{F}$ et achève ainsi l'identification de la formule (3) avec celle de Nernst [1].

III. *Action des sources de force électrique.* — L'auteur appelle ainsi les régions où le potentiel ne satisfait pas à l'équation de Laplace. « L'action spécifique des sources [est] de changer proportionnellement au temps les propriétés scalaires du milieu. » Il en résulte qu'on peut s'attendre à voir apparaître et disparaître, dans ces régions-là, quelque chose (chaleur, oxygène, etc.), en quantité proportionnelle au temps. M. Jaumann applique cette interprétation originale aux rayons cathodiques, au phénomène de Peltier et à l'électrolyse.

Il pense que, « d'une façon tout à fait générale, l'électrolyse ne consiste pas en autre chose que dans l'apparition d'oxygène à l'anode et la disparition simultanée de la même quantité d'oxygène à la cathode ». Tout le reste n'est que réactions secondaires.

Dans un mémoire antérieur [2] se trouve établie la formule :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = C^{te} \left(\frac{\partial \sigma X'}{\partial x} + \frac{\partial \sigma Y'}{\partial y} + \frac{\partial \sigma Z'}{\partial z} \right), \tag{4}$$

où X', Y', Z' sont les composantes de la force électrique (c'est-à-dire $-\partial x$, etc.) et σ une propriété scalaire quelconque du milieu. En

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 271 (1900) ; équation (16). — La transformation des notations donne $1 - 2h = - \frac{u - v}{u + v}$; et le rapport $\frac{\varpi_1}{\varpi_2}$ des pressions osmotiques est égal, pour les solutions très diluées, à celui $\frac{\eta_1}{\eta_2}$ des concentrations. — On peut remarquer que la théorie de M. Jaumann n'aboutit pas à la formule générale (15), mais à la formule (16) particularisée pour les ions univalents.

(2) *Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss. zu Wien* ; t. CIV, p. 747 (1895) ; et *Wied. Ann.* ; t. LVII, p. 147 (1896). — Dans ce mémoire, consacré aux rayons cathodiques, la formule (4) est appliquée au pouvoir diélectrique.

appliquant cette formule à la concentration, l'auteur retrouve la loi du transport des sels pendant l'électrolyse (Hittorf) et celle de la diffusion des électrolytes (Nernst).

IV. *La pression osmotique.* — On sait que, d'après Laplace, la *pression moléculaire*, c'est-à-dire la différence de pression entre deux points voisins situés de part et d'autre de la surface de séparation de deux fluides, est la somme de deux termes, dont le premier, K, indépendant de la courbure, subsiste même pour les surfaces planes. Suivant une hypothèse, présentée avec réserve par M. Jaumann, l'effet propre de la cloison semi-perméable serait de supprimer K. En conséquence, la pression osmotique serait la différence des valeurs K_1 et K_2 relatives à la surface libre du dissolvant pur et à celle de la dissolution. Une démonstration simple, mais peu rigoureuse, conduit ensuite à la loi expérimentale de Van't Hoff.

La pression osmotique des solutions électrolytiques étendues a, comme on sait, une valeur deux ou, plus rarement, trois fois plus grande que celle qu'on déduit de cette loi. M. Arrhenius explique ce fait par la dissociation de l'électrolyte en ions. Mais M. Jaumann le rattache à ses vues personnelles sur la chimie. D'après lui, pour les phénomènes purement chimiques « le volume gazeux du composé AB est toujours égal à la somme des volumes gazeux des composants A et B » ; mais cette loi simple est souvent masquée par un état de condensation qu'il appelle *dimérie*. Suivant cette manière de voir, ce n'est plus la vapeur de sel ammoniac, ni les sels dissous qui sont dissociés, ce sont les corps, habituellement considérés comme normaux, qui sont *dimérisés;* les électrolytes eux-mêmes le sont partiellement dans leurs solutions concentrées.

M. Couette.

Leo Grunmaach. — Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten und von geschmolzenen Metallen durch Messung der Wellenlänge der auf ihnen erzeugten Capillarwellen (Détermination expérimentale de la tension superficielle des liquides et des métaux fondus par des mesures de longueurs d'onde, effectuées sur des ondes dues aux actions capillaires). — P. 660-672.

Lord Kelvin [1] a donné la formule :

$$v^2 = g \cdot \frac{\lambda}{2\pi} + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\alpha}{d}.$$

[1] W. Thomson, *Phil. Mag.*, 42, p. 368 ; 1871.

dans laquelle v désigne la vitesse de propagation des ondes de longueur λ, à la surface d'un liquide de tension superficielle α et de densité d. Si le premier terme de la formule est supposé négligeable, il reste (puisque $v = n\lambda$) :

$$\alpha = \frac{1}{2\pi} dn^2\lambda^3.$$

Les mesures de λ se font à l'oculaire micrométrique, sur les franges d'interférences que produisent, à la surface d'un liquide, les deux systèmes d'ondes, émanées des extrémités des branches d'un diapason.

Les mesures ont porté sur le mercure, l'eau, l'alcool, diverses solutions sucrées et diverses huiles minérales. Les résultats concordent bien avec ceux que donnent les mesures d'ascension capillaire.

Pour le mercure, récemment distillé et maintenu à l'abri des poussières, la tension superficielle décroît, très rapidement d'abord, de 0,50 à 0,40 (valeur où elle se maintient ensuite pendant plusieurs jours), puis continue à descendre, mais beaucoup plus lentement, jusqu'à 0,34.

La méthode a été ensuite étendue aux métaux fondus (plomb, étain, alliages fusibles).

Eduard HASCHEK. — Druck und Temperatur im elektrischen Funken. (Pressions et températures à l'intérieur de l'étincelle électrique). — P. 672-683.

Les expériences spectroscopiques de Schuster [1] ont permis d'évaluer, en différentes régions de l'étincelle, les vitesses des particules matérielles, transportées dans la décharge électrique. De ces données et de considérations purement théoriques, l'auteur cherche à déduire la distribution et la valeur des pressions et des températures, à l'intérieur de l'étincelle.

F. Carré.

P. HOLITSCHER. — Experimentelle Untersuchungen über den remanenten Magnetismus des Eisens. (Recherches expérimentales sur le magnétisme rémanent du fer). — pp. 683-719 ; (Résumé d'une *Inaugural-Dissertation*, Turcher et Furrer, Zurich, 1900).

Les expériences, effectuées par la méthode magnétométrique, ont toutes porté sur un même ellipsoïde de fer, très allongé (doubles

[1] Schuster, *Nature*, 57, p. 17 ; 1897 ; — 59, p. 350 ; 1899.

axes, 36 centimètres et $0^{cm},288$), ramené après chaque expérience à un même état par une désaimantation identique.

La durée de l'action du champ magnétisant, qui n'a aucune influence sur le magnétisme induit, en a une notable sur le magnétisme rémanent. Celui-ci augmente, pour un même champ, avec la durée de l'action de ce champ, assez rapidement pendant les premiers moments, puis tend vers une limite qui est sensiblement atteinte pour une durée de deux ou trois minutes. L'augmentation absolue (comptée à partir du magnétisme rémanent correspondant à une durée de 5 secondes, jusqu'à la limite) croît avec le champ; mais l'augmentation relative, qui est de 6 0/0 pour $H = 0,99$ (champ réel, c'est-à-dire évalué en tenant compte du champ démagnétisant), décroît jusqu'à 1,3 0/0 pour $H = 2,02$, et remonte lentement jusqu'à 2 0/0 pour $H = 6$.

L'influence du mode de croissance et de décroissance du champ a été examinée en détail par l'auteur. Il est impossible de rapporter ici tous les résultats. Les plus généraux consistent en ceci : le nombre des applications d'un champ magnétisant fait varier l'aimantation rémanente, s'il s'agit d'applications successives d'un champ de même sens : elle croît jusqu'à la huit ou dixième application, et reste alors à peu près constante. S'il s'agit d'applications successives de champs égaux, mais inverses, le nombre des applications est sans influence, sauf des perturbations pour la première et la deuxième application. La façon dont on ferait croître un champ n'influe en rien sur l'aimantation rémanente ; mais celle-ci est d'autant plus forte que le champ est ramené plus lentement à zéro. Toutes ces circonstances sont sans influence générale sur l'aimantation induite.

Le fait que, d'une part, quand la durée d'action du champ augmente, et, d'autre part, quand le nombre des applications de ce champ augmente, l'aimantation rémanente tend vers une limite, permet de considérer une valeur limite bien déterminée I_r de cette aimantation rémanente. Le rapport $\frac{I_r}{I}$, I représentant l'aimantation induite correspondante, croît d'abord avec le champ, passe par un maximum pour environ $H = 0,8$, et décroît ensuite lentement. D'ailleurs I_r croît avec I, la variation étant représentée par une courbe qui a à peu près l'allure d'une courbe d'aimantation, avec un point d'inflexion peu prononcé. I_r existe même quand I a une valeur extrêmement faible, c'est-à-dire que le rapport $\frac{I_r}{I}$ tend vers une limite bien déterminée quand I tend vers 0 (à peu près 0,2).

L'auteur a construit ensuite un certain nombre de cycles correspondant à des amplitudes du champ variant de ± 6 à $\pm 0,05$; il cherche à représenter l'aire des courbes par une formule de la forme $S = h.B^x$, B représentant l'induction maximum ; de l'aire de deux boucles correspondant à deux valeurs successives de B on peut déduire x, en supposant que h reste constant pour les deux expériences. On trouve ainsi pour x des valeurs croissant de 1,2 à 2,64 ; la variation de x, assez lente jusqu'à B = 150, pour laquelle $x = 2,04$, devient ensuite extrêmement rapide, et, pour B = 32,2, atteint 2,64 (les valeurs de B indiquées ici sont les moyennes des deux valeurs dont est déduit x).

L'auteur montre comment ses résultats s'expliquent en admettant les idées de Wiedemann, c'est-à-dire en supposant des forces de frottement ou de cohésion agissant sur les aimants particulaires.

Ch. Maurain.

Knut ÅNGSTRÖM. — Ueber die Bedeutung des Wasserdampfes und der Kohlensäure bei der Absorption der Erdatmosphäre (Du rôle de la vapeur d'eau et du gaz carbonique dans l'absorption par l'atmosphère terrestre). — P. 720-733.

Ce mémoire renferme des mesures quantitatives de l'absorption de la lumière par la vapeur d'eau atmosphérique et des arguments en faveur d'une absorption sélective exercée par le gaz carbonique.

F. Carré.

U. BEHN. — Ueber die Dichte der Kohlensäure im festen und flüssigen Zustande (Densité de l'anhydride carbonique, à l'état solide et à l'état liquide). — P. 733-744.

Les valeurs, données jusqu'ici, pour la densité de l'anhydride carbonique solide, sont trop faibles. Au lieu de 1,2 (Landolt) [1], l'auteur obtient 1,53 comme résultat moyen de ses expériences.

La densité, à l'état liquide, est donnée par la méthode de l'aréomètre. L'auteur a déterminé directement, sur l'appareil même, l'erreur qu'entraînerait la diminution de volume, due aux pressions qu'il supporte. Les valeurs obtenues sont plus fortes que celles de

---

[1] Landolt, *Ber. d. deutsch. chem. Gesellsch.*, 17, p. 309 ; 1884.

MM. Cailletet et Mathias [1], surtout aux basses températures; elles se confondent, à 0,3 0/0 près, avec celles de M. Amagat [2].

F. Carré.

H. PETRINI. — Ueber das Wirkungsgesetz der inneren Kräfte eines Körpers (Sur la loi des actions intérieures). — p. 749-752.

Lorsqu'on suppose le milieu continu, si le potentiel de l'action de deux éléments de volume est de la forme :

$$\int dv \, . \, dv' \, . \, \varphi(r),$$

il faut que cette expression soit telle que l'action de deux éléments infiniment voisins ne devienne pas infinie. L'auteur montre que la condition nécessaire et suffisante pour que ceci ait lieu est que l'intégrale :

$$\int_0^a \varphi(r) \, . \, r^2 \, . \, dr,$$

où a représente une quantité positive finie quelconque, soit elle-même finie.

Ch. Maurain.

G. ATHANASIADES. — Eine neue Entstehungsweise von Klangschlägen (Nouveau mode de production des battements). — P. 753.

Deux tuyaux donnant le même son sont montés sur une soufflerie. Si l'on fait pénétrer dans l'un d'eux, par la partie supérieure, l'extrémité d'une flamme dirigée vers le bas, ou si l'on approche de son embouchure de flûte une flamme placée un peu en dessous et très près de la lèvre inférieure de la fente, on entend des battements dont on règle à volonté la période par de légers déplacements de la flamme.

E. B.

---

(1) Cailletet et Mathias, *J. de Phys.*, 2e série, t. V, p. 549; 1886.
(2) Amagat, *Compt. Rend.*, 114, p. 1093; 1892.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. L; 2e semestre 1900.

Mc. ORR. — Considerations regarding the Theory of Electrons (Considérations concernant la théorie des électrons). — P. 269-278.

L'auteur expose les difficultés qui se présentent à admettre certains postulats de la théorie des électrons, en particulier la « libre mobilité » de ces électrons. Il trouve que c'est une propriété qui suppose autre chose que l'éther, et pense que, pour être admis, un modèle du milieu doit expliquer la nature de la constitution d'un électron, l'origine de sa « libre mobilité » et la transmission des attractions et répulsions mécaniques. A cet égard, dit-il, la théorie des électrons n'est guère plus satisfaisante que celle de l'action à distance. L'auteur donne ensuite une analyse peu différente de celle de Larmor, pour trouver les conditions d'équilibre du milieu supposé compressible et où la surface limitant un noyau d'électron est une surface de séparation, où il y a discontinuité de qualité élastique de compression ou de rotation, ou des deux. La conclusion est que les hypothèses faites ne rendent pas compte des attractions et répulsions entre électrons.

L'auteur ajoute ensuite quelques réserves faites par Larmor à son exposé.

Perreau.

J.-J. THOMSON. — The Genesis of the Ions in Discharge of Electricity through Gazes (Production des ions dans la décharge de l'électricité à travers les gaz). — P. 279-283.

J.-J. Thomson émet cette idée que l'ionisation des gaz dans les cas ordinaires de décharge à travers les gaz est produite par le mouvement d'ions ou corpuscules déjà existants dans le gaz. Sous l'action du champ électrique, ces ions acquièrent une vitesse, une énergie cinétique, qui leur permet, quand elle atteint une certaine valeur, de produire d'autres ions en choquant les molécules environnantes.

Si le champ est assez intense pour que l'énergie cinétique dépasse la valeur critique, il y a production de nouveaux ions, augmentation de la conductivité du gaz, puis diminution du champ électrique et finalement état permanent.

Si le champ est trop faible pour que le travail fourni à un ion dépasse la valeur critique, il n'y a pas production de nouveaux ions, pas de décharge. Cette conception explique donc le fait qu'il faut un certain champ pour produire une décharge à travers un gaz.

Elle explique aussi la variation du champ avec la pression du gaz, car si e est la charge de l'ion, F le champ, λ le libre moyen parcours, q la valeur critique dépendant du gaz, il y a décharge quand l'énergie cinétique :

$$Fe\lambda = q.$$

Comme λ est en raison inverse de la densité du gaz, F est proportionnel à la densité, ce qui est d'accord avec ce qu'on sait de la décharge à travers les gaz raréfiés. Elle explique aussi le fait qu'il faut une plus grande force électrique pour produire une étincelle à travers une couche mince de gaz qu'à travers une plus épaisse, si la couche mince est moindre qu'une certaine valeur inversement proportionnelle à la pression.

Elle explique l'irrégularité de la première décharge. Elle peut aussi expliquer les phénomènes présentés par les tubes à gaz raréfiés, en particulier les stratifications de certains de ces tubes.

PERREAU.

WOOD. — An Application of the Method of Striæ to the Illumination of Objects under the Microscope (Application de la méthode des stries à l'éclairement des objets sous le microscope). — P. 347-369.

L'objet est éclairé par la lumière émanée d'un manchon incandescent de lampe à gaz, masqué à moitié par un écran à bords rectilignes, réfléchie par un miroir et concentrée par une lentille de court foyer placée sur la platine du microscope ou un peu au dessous. *Exactement dans le plan* de l'image de la flamme, on dispose un petit écran en laiton mince avec son bord rectiligne parallèle au bord rectiligne de la flamme, de manière à ne laisser qu'une bande étroite de lumière. Cet ajustement se fait naturellement à l'aide du microscope. Avec cet éclairement, les objets sont vus beaucoup plus nettement qu'avec le dispositif ordinaire. Deux photographies le montrent pour des poussières de verre en suspension dans de l'huile de cèdre.

PERREAU.

TORY. — A Comparison of Platinum Thermometers of different degrees of Purty (Comparaison de thermomètres en platine à divers degrés de pureté). — P. 421-432.

La méthode et les appareils employés pour la comparaison de chaque thermomètre en platine impur à un thermomètre en platine pur placés dans le même tube en porcelaine, furent ceux indiqués par Callendar.

On opéra à des températures supérieures à 400°, au moyen d'un bain d'étain fondu recouvert d'une couche de charbon de 1/2 centimètre d'épaisseur, puis au moyen d'un bain d'argent fondu.

Quatre fils de platine furent étudiés, leur coefficient fondamental variait de 0,00392 à 0,002340.

La température calculée par la formule $pt = 100 \frac{R - R_0}{R_{100} - R_0}$, ne différera pas de 9°, à 1,000° pour les quatre thermomètres, donc de moins de $\frac{1}{100}$, malgré la différence des échantillons.

Corrigées avec la formule $t - pt = \frac{at(t - 100)}{10000}$, où d est donné en prenant le point d'ébullition au soufre égal à 444°,53, les différences à 1.000° variaient de 5 à 10°.

Un plus complet accord est obtenu, si on emploie le point de fusion de l'argent au lieu du point d'ebullition du soufre pour faire les calculs.

Pour deux échantillons, le calcul plus simple, indiqué par Heycock et Neville donne des nombres concordants avec ceux de l'étalon, mais donne de moins bons résultats pour les échantillons plus impurs.

La différence des températures indiquées par le thermomètre à platine impur et par le thermomètre à platine étalon se représente par une formule linéaire. Les indications d'un thermomètre à platine, corrigées d'abord au moyen de cette formule, puis ensuite au moyen de la formule de correction de l'étalon, deviennent alors très concordantes.

Les impuretés ne sont sans doute que des métaux du groupe de platine. Des métaux plus volatils produiraient sans doute de plus grandes variations, qui disparaîtraient par la combustion de ces impuretés.

Le recuit ne donne pas de variation de zéro, sauf pour le premier,

qui peut produire un changement de 1° après une exposition à la température de 1.000°.

PERREAU.

T. MIZUNO. — On the action of the coherer (Sur l'action du cohéreur). — P. 445-459.

M. Mizuno a fait une étude systématique de nombreux cohéreurs formés avec différents métaux ou alliages, ou avec leurs mélanges, en notant les changements de résistance successifs du cohéreur sous l'action prolongée d'étincelles oscillantes.

Pour les cohéreurs formés d'un des métaux Pt, Pb, Ni, Al, Cd, Cu, Ag, acier, et K, la résistance diminue d'abord très vite, puis atteint une limite après quelques oscillations. Dans le cas des métaux Fe, Sn, Bi, Zn, Sb, la résistance diminue d'abord, mais bientôt varie d'une façon très irrégulière, surtout pour le fer. Pour les alliages, la résistance tend généralement à diminuer jusqu'à une certaine limite, mais avec plus ou moins d'irrégularité. Dans le cas des mélanges, le mode de variation de la résistance dépend de la proportion des constituants et présente le caractère propre au constituant qui prédomine.

Enfin, pour quelques métaux (Zn, Pb, K) et quelques alliages, la résistance croît souvent au cours d'une expérience et devient même infinie.

Les phénomènes peuvent s'expliquer par une fusion plus ou moins régulière, accompagnée quelquefois de soudures éphémères. Il semble que plus le point de fusion est bas, plus la diminution de résistance est grande; mais cette diminution dépend aussi de la conductibilité spécifique.

H. BAGARD.

W. SUTHERLAND. — The molecular constitution of water (La constitution moléculaire de l'eau). — P. 460-489.

Les deux anomalies principales de l'eau, à savoir son maximum de densité au voisinage du point de solidification et sa grande expansion lors de la solidification, avaient déjà suggéré à Röntgen [1]

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 525; 1893.

l'idée que l'eau liquide est un mélange de deux substances isomères, dont la proportion varie avec la température. C'est cette idée, que M. Sutherland reprend et développe en s'appuyant aussi sur toutes les autres particularités de l'eau.

Appelant *hydrol* la molécule H^2O, *dihydrol* et *trihydrol* cette même molécule condensée suivant les formules $(H^2O)^2$ et $(H^2O)^3$, il émet l'hypothèse que la vapeur d'eau étant de l'hydrol, la glace est du trihydrol, et l'eau, un mélange de trihydrol et de dihydrol, dont la proportion varie suivant la température et qui se réduirait à du dihydrol à la température critique (368°). Partant de cette hypothèse et appliquant les formules établies pour les mélanges, M. Sutherland explique diverses particularités de la réfraction de l'eau, de sa compressibilité, de sa tension superficielle, de sa viscosité, de sa constante diélectrique.

Le point de fusion de la glace ne serait pas le véritable point de fusion du trihydrol, mais sa température de dissociation; la chaleur latente de fusion de la glace serait, en majeure partie, la chaleur de dissociation du trihydrol en dihydrol, partiellement masquée par la chaleur de dissolution du trihydrol dans le dihydrol. De même la chaleur latente de vaporisation de l'eau renfermerait la chaleur de dissociation du dihydrol et du trihydrol en hydrol. La chaleur spécifique de l'eau ne serait pas une chaleur ordinaire, mais contiendrait une partie de la chaleur de dissociation.

M. Sutherland explique la polymérisation de l'hydrol en supposant l'oxygène tétravalent. Il a calculé enfin un grand nombre de constantes physiques des deux constituants hypothétiques de l'eau en appliquant des formules relatives aux mélanges.

H. Bagard.

W. Craig. HENDERSON. — Experiments to determine wheter a liquid when electrified loses any portion of its charge by evaporation (Expériences pour déterminer si un liquide électrisé perd une partie de sa charge par évaporation). — P. 489-497.

L'auteur a opéré sur l'eau, à la température ordinaire, et ensuite sur l'eau bouillante, puis sur l'éther. Il conclut de ses expériences qu'il n'y a pas de perte de charge par évaporation. Toutefois il faut remarquer que le vase contenant le liquide est situé à l'intérieur d'une boîte métallique presque complètement fermée, c'est-à-dire

dans un espace qui se sature rapidement de vapeur, circonstance qui ne semble pas favorable à l'observation du phénomène.

H. Bagard.

Henry CREW. — On the Arc spectra of some Metals, as influences by an Atmosphere of Hydrogen (Sur les modifications qu'exerce une atmosphère d'hydrogène sur le spectre de l'arc de quelques métaux). — P. 497-505.

Les raies du spectre de l'arc qui jaillit entre deux électrodes de zinc ou de magnésium deviennent beaucoup moins intenses quand on substitue à l'air l'hydrogène sec ou humide. L'affaiblissement n'est pas le même pour toutes les raies. L'auteur compare trois photographies contiguës, dont deux sont prises dans l'air et la troisième dans l'hydrogène ; le temps de pose pour la dernière est réglé de façon que l'intensité moyenne du spectre y soit intermédiaire entre les intensités des deux autres. On constate que les raies qui appartiennent aux séries de Kayser et Runge ne subissent aucune modification (relative) par la substitution de l'hydrogène à l'air, tandis que d'autres peuvent paraître renforcées ou affaiblies.

Pour le fer, les variations relatives d'intensité sont beaucoup plus considérables; toutes les raies qui les subissent appartiennent au spectre de l'étincelle. De même pour l'étain, l'introduction de l'hydrogène fait reparaître avec beaucoup d'intensité deux raies du spectre de l'étincelle, que l'arc ne montre pas quand il se produit dans l'air.

C. Raveau.

J.-G. Mac GREGOR. — On a diagram of frazing-point depressions for electrolytes (Sur un diagramme des abaissements du point de congélation pour les électrolytes). — P. 505-519.

M. Mac Gregor a tracé des courbes représentant la variation de l'abaissement moléculaire du point de congélation en fonction du coefficient d'ionisation pour un certain nombre de solutions aqueuses d'électrolytes. Bien que les déterminations qu'il utilise soient peu nombreuses et présentent peu d'exactitude, en général, l'auteur pense que ces diagrammes sont d'accord avec la théorie de Van't Hoff-Arrhenius, et qu'on peut en tirer des conclusions assez justifiées relativement à la constitution et au mode d'ionisation des électrolytes dans leurs solutions.

H. Bagard.

Ph. SHAW. — An Electric Micrometer (Micromètre électrique). — P. 537-562.

L'appareil est destiné à mesurer les déplacements du diaphragme d'un récepteur téléphonique.

Il se compose d'un sphéromètre très soigné dont le disque G, de 8 centimètres de diamètre, est divisé en 500 parties, et dont le pas de la vis est de 1/2 millimètre.

L'appareil a été taré en mesurant l'épaisseur de lames-étalons.

L'écrou était fixé à une poutre XX, portée par une table solide mise à l'abri des vibrations du sol par des blocs de caoutchouc.

A la poutre était également fixé le récepteur téléphonique, dont le diaphragme porte en son centre une petite lame *b* en Pt iridié, parfaitement polie. Sur cette petite lame venait toucher une petite sphère polie *a*, en Pt iridié également, porté par le petit bras d'un levier dont le grand bras venait reposer à son extrémité sur la pointe de la vis du sphéromètre.

Dans un second modèle, ce levier unique fut remplacé par trois leviers multipliant leurs effets, de manière à donner entre les déplacements de la vis du sphéromètre et ceux de la sphère *a* un rapport de 1.000 : 1. Ces leviers étaient des barreaux d'Al (6 millimètres, 12 millimètres, 375 millimètres), munis de pivots en acier reposant sur des coussinets, également en acier, fixés à la poutre XX.

Tout l'appareil était enveloppé pour éviter les variations de température, les courants d'air, la poussière.

On déplaçait la vis du sphéromètre à distance, grâce à une poulie que porte le disque G.

Le contact entre la sphère *a* et la lame *b* du diaphragme était déterminé par ce fait qu'il fermait un circuit électrique dans lequel était intercalé un récepteur téléphonique.

Dans les expériences finales, on plaçait ce récepteur en série avec un condensateur en dérivation sur une très grande résistance (10 mégohms), placée dans le premier circuit. On obtenait ainsi une plus grande sensibilité en même temps qu'on évitait l'inconvénient de courants trop intenses pouvant élever la température du fil de Pt portant la sphère *a*.

Après plusieurs mois de tâtonnements, on arriva à obtenir une indication, toujours la même, pour la position du contact. On calibra alors l'appareil en produisant des anneaux de Newton entre un miroir

porté par le bras de levier final et une lentille placée au dessus. On trouva ainsi les valeurs suivantes :

Grande multiplication. — Une division du disque correspond à un déplacement de la sphère a égal à........................ $0^{\mu\mu},112$
($1\mu\mu = 1$ millionième de millimètre).
Moyenne multiplication. — Une division du disque correspond à. $0^{\mu\mu},45$
Petite multiplication. — — — — . $1^{\mu\mu},037$

On détermina ensuite les déplacements du diaphragme pour différents courants constants, et on dressa une courbe donnant ces déplacements en fonction de l'intensité du courant.

On détermina ensuite l'intensité du courant donnant le son minimum perceptible. La courbe ci-dessus donna le déplacement correspondant du diaphragme. On a les résultats :

Pour son minimum perceptible	....	$0^{\mu\mu},4$
Approximativement	pour son fort convenable....	$50\mu\mu$
	— désagréable ...	$1.000\mu\mu$
	— insupportable..	$5.000\mu\mu$

On détermina aussi l'amortissement du diaphragme, en notant la position d'équilibre du diaphragme au repos, puis lorsqu'un courant constant passe, puis sa position d'écart après une $\frac{1}{2}$ vibration. lorsqu'on supprime le courant. Si a_0 et a_1 sont les deux écarts, l'amortissement est donné par le rapport $\frac{a_0}{a_1} = \rho = \frac{5}{6}$ environ. On peut alors déterminer la courbe donnant les positions successives du diaphragme en fonction du temps.

PERREAU.

BURBURY. — On the Law of Partition of Energy (Sur la Loi de distribution de l'Energie). — P. 584-595.

Si un système matériel est défini par les coordonnées $q_1, \ldots, q_n$ avec les *moments* correspondants $p_1, \ldots, p_n$, de sorte que l'énergie cinétique est $\frac{1}{2}(p_1 q_1 + \ldots + p_n q_n)$; la loi de distribution de l'énergie est la relation entre les divers produits moyens pq, quand le système est en mouvement stationnaire. La loi d'égale distribution donne, sous certaines conditions, $\overline{p_1 q_1} = \overline{p_2 q_2} = \ldots$, ou que l'énergie cinétique moyenne est la même pour chaque degré de liberté.

L'auteur étudie la théorie en ne supposant que des vitesses de translation, auquel cas, si le système est formé de molécules de masses M et m, animées des vitesses U et u, la loi d'égale distribution suppose $\overline{mu^2} = \overline{MU^2}$, etc.

L'auteur arrive aux conclusions :

1° Que la loi d'égale distribution de l'énergie, avec des vitesses de translation, n'est pas prouvée par la méthode de Maxwell-Rayleigh, où on suppose que, tôt ou tard, le système sera dans une phase compatible avec la conservation de l'énergie ;

2° Qu'elle ne l'est pas non plus avec la méthode de Boltzmann, dont l'hypothèse fondamentale n'est pas prouvée ;

3° Soumise à une preuve quelconque tirée de l'hypothèse de Boltzmann, la loi n'est généralement vraie dans aucun cas. Toutefois, si la densité est petite, $\overline{mu^2}$ ne diffère de $\overline{m'u'^2}$ que de quantités du second ordre.

La loi peut donc être supposée vrai pour le cas-limite d'un gaz très raréfié.

PERREAU.

C. BARUS. — The Rates of a Rocking Watch with Remarks on a Gravitational Pendulum (Marche d'une montre oscillante autour d'un axe. Remarques sur un pendule de gravitation). — P. 595-604.

La montre est munie d'un couteau en acier reposant sur des plans également en acier. Elle est remontée toutes les 24 ou 36 heures et comparée à un bon chronomètre.

Son moment d'inertie était $k = 681$. On le faisait varier au moyen de surcharges métalliques disposées à 6 centimètres du couteau.

1° On a fait $\frac{\delta k}{k} = 20$; $\delta k = 0,03$. On a observé que tantôt la montre avançait, tantôt elle retardait sur le chronomètre.

Chronomètre (heures) :

10,34	17,78	33,83	41,07	57,35	65,88	81,75	90,28

Avance de la montre en secondes :

— 13	+ 110	+ 373	— 45	— 821	— 672	— 443	— 288

Vitesses successives en secondes, par heure :

+ 16	+ 16	— 58	— 48	+ 17	+ 14	+ 18

Les résultats sont donnés par une courbe (abscisses : heures de chronomètre; ordonnées : vitesses des variations, par exemple :

$$\frac{110 + 13}{17,78 - 10,34} = 16.)$$

On voit ainsi que ces vitesses ont deux périodes, une longue avec une vitesse moyenne de — 46,1 s : h. ; une courte avec une vitesse moyenne de 16, 1 s : h.

On a répété l'expérience avec diverses valeurs de $\frac{\delta k}{k}$, et calculé dans chaque cas les deux vitesses moyennes de longue et courte période.

On a dressé deux courbes : abscisses $\frac{\delta k}{k}$, ordonnées : vitesses moyennes. On voit que la vitesse moyenne de longue période s'accroît de 4,2 s : h pour chaque accroissement de 0,01 de $\frac{\delta k}{k}$ tandis que la vitesse de courte période diminue de 0,6 s : h.

L'auteur montre comment ce phnéomène illustre la théorie du mouvement d'un système, possédant deux degrés de liberté exposée par lord Rayleigh (*Theory of Sound*).

Il indique aussi comment ce phénomène est une illustration la de théorie de la dispersion anomale de lord Rayleigh, soit en considérant le balancier comme la particule vibrante d'éther et la montre comme la molécule vibrante absorbante, soit le contraire.

Les variations que produisent les accroissements de k pourraient être produites par des diminutions de g, faciles à calculer. On pouvait donc songer à utiliser un tel appareil comme indicateur des variations de g. Malheureusement les calculs indiquent qu'une variation de 1 seconde par jour sur la montre exigerait des variations de $\frac{dg}{g}$ égales à 0,00003, c'est-à-dire des variations 200 fois plus grandes que l'effet différentiel produit par une sphère de plomb de 50 centimètres de diamètre, placée au-dessus, puis au-dessous de la montre oscillante. Cependant on peut en espérer l'emploi si les variations de g sont de l'ordre de celles indiquées par M. Mendenhall, de 13×10^{-4} dans l'Amérique du Nord, de 32×10^{-5} au niveau de la mer.

PERREAU.

SUR LA THÉORIE THERMODYNAMIQUE DE LA CAPILLARITÉ ET DE L'ÉLECTROCAPILLARITÉ ;

Par M. GOUY.

1. Je me propose d'établir quelques propriétés des couches liquides superficielles, en vue des applications à la capillarité et à l'électrocapillarité. Je supposerai que les appareils ont de très petites dimensions dans le sens vertical, ou, si l'on veut, que l'expérience se fait dans un lieu où la pesanteur est nulle, afin de ne pas avoir à tenir compte de l'hétérogénéité des solutions due à la pesanteur [1]. Le liquide est disposé de telle sorte que son volume et sa surface puissent varier indépendamment l'un de l'autre ; il est, par exemple, maintenu par un anneau déformable qu'il mouille, et forme une lentille très aplatie [2]. Les transformations considérées ont lieu à la température constante du milieu ambiant.

Pour fixer les idées, je considérerai d'abord le cas, du reste très important, du mercure immergé dans une solution. Le mercure est relié, avec interposition d'une force électromotrice, à une grande électrode (qui peut être aussi une électrode impolarisable). Cette électrode est telle que sa différence de potentiel avec la solution ne variera qu'avec la richesse de la solution et la pression qu'elle supporte.

J'admettrai que le faible courant qui existe à l'état de repos entre le mercure et la grande électrode, et qui est dû à la dépolarisation spontanée, constitue un phénomène accessoire qui peut être négligé ; cette hypothèse, nécessaire pour la réversibilité, est le point de départ de toute application de la thermodynamique aux questions de ce genre.

2. Au récipient de volume u, qui contient le mercure, la grande électrode et la solution sous la pression P, est adapté un corps de pompe fermé par une paroi perméable au dissolvant seul, qui contient le volume v du dissolvant sous la pression $P - p$, en désignant par p la pression osmotique (*fig.* 1).

---

(1) GOUY et CHAPERON, *Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. XII.

(2) Assez épaisse cependant pour que la couche superficielle soit dans son état habituel. Il résulte aussi de cette disposition que la tension superficielle ne produit pas de pression hydrostatique, les surfaces étant sensiblement planes.

Appelons S la surface du mercure; θ, sa tension superficielle; V, la différence *apparente* de potentiel entre le mercure et la grande électrode; q, la quantité d'électricité donnée au mercure, à partir d'un état initial arbitraire. Prenons pour variables indépendantes S, V, v, P.

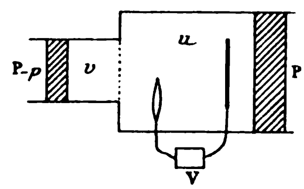


Fig. 1

L'opérateur, d'une manière réversible, fait varier q, S, u et v en fournissant les travaux $V dq$, θdS, $-P du$ et $-(P-p)dv$. Les quantités q et u sont des fonctions des variables indépendantes (¹). En développant dq et du, l'accroissement $d\varepsilon$ de l'*énergie utilisable* (travail de l'opérateur) (²) s'écrira

$$d\varepsilon = \left(\theta + V\frac{\partial q}{\partial S} - P\frac{\partial u}{\partial S}\right)dS + \left(V\frac{\partial q}{\partial V} - P\frac{\partial u}{\partial V}\right)dV + \left(p - P + V\frac{\partial q}{\partial v} - P\frac{\partial u}{\partial v}\right)dv + \left(V\frac{\partial q}{\partial P} - P\frac{\partial u}{\partial P}\right)dP.$$

dE étant une différentielle exacte, il en résulte :

$$(1)\quad \frac{\partial\theta}{\partial V} = -\frac{\partial q}{\partial S}, \qquad (4)\quad \frac{\partial\theta}{\partial P} = \frac{\partial u}{\partial S},$$

$$(2)\quad \frac{\partial\theta}{\partial v} = \frac{\partial p}{\partial S}, \qquad (5)\quad \frac{\partial q}{\partial P} = -\frac{\partial u}{\partial V},$$

$$(3)\quad \frac{\partial p}{\partial V} = -\frac{\partial q}{\partial v}, \qquad (6)\quad \frac{\partial p}{\partial P} = 1 + \frac{\partial u}{\partial v}.$$

3. En désignant par C_s la capacité du mercure, S variant seul, et par C_V sa capacité, V variant seul, on a par définition :

$$(7)\qquad C_s = \frac{\partial}{\partial S} \qquad \text{et} \qquad C_V = \frac{\partial q}{\partial V},$$

(¹) S'il n'en était pas ainsi pour q, on pourrait avoir, en revenant à l'état initial, $q \neq 0$, et, par suite, un résidu d'électrolyse qui ne pourrait manquer de modifier l'état du système.

(²) Je me sers ici de l'*énergie utilisable* qui abrège l'écriture (*Journal de Phys.*, novembre 1889; mais on peut aisément établir les relations qui suivent par des cycles isothermes et réversibles.

d'où résultent, d'après (1), les équations de M. Lippmann :

$$C_s = -\frac{\partial\theta}{\partial V}, \tag{8}$$

$$\frac{\partial C_V}{\partial S} = \frac{\partial C_s}{\partial V} = -\frac{\partial^2\theta}{\partial V^2}. \tag{9}$$

4. Supposons maintenant que la solution ait été préparée en mettant dans le récipient un poids π d'un corps unique et un poids π' du dissolvant. Désignons par r la richesse de la solution [1] dans son intérieur, c'est-à-dire abstraction faite des couches superficielles. Si ces couches avaient la même constitution que l'intérieur, et qu'aucune autre complication ne se produisît, on aurait $r = \frac{\pi}{\pi + \pi' - D(v - v_0)}$, en désignant par D le poids spécifique du dissolvant sous la pression $P - p$, et par v_0 la valeur initiale de v. En général, comme nous le verrons, la valeur exacte de r sera un peu différente, et on peut toujours l'écrire ainsi :

$$r = \frac{\pi + \alpha}{\pi + \alpha + \pi' - D(v - v_0)}; \tag{10}$$

α étant une quantité qui se présente sous la forme d'un accroissement positif ou négatif du poids du corps dissous. Cette quantité α est trop petite pour être mesurée directement, mais ses variations sont calculables et fournissent des données utiles au point de vue théorique.

Nous remarquons que l'état physique du système est déterminé quand r, S, V, P sont donnés ; par suite, les fonctions de r, S, V, P, que nous considérons ici, peuvent se mettre sous la forme $f(r, S, V, P)$; en particulier, θ est de la forme $f(r, V, P)$, et p de la forme $f(r, P)$.

5. Nous allons calculer les dérivées partielles $\frac{\partial\alpha}{\partial S}$ et $\frac{\partial\alpha}{\partial V}$, en admettant que r reste constant. Cette condition exige, quand S varie, que

---

[1] Poids dissous dans l'unité de poids de la solution. Le corps dissous peut être dissocié en ions ou de toute autre manière correspondant à un équilibre. J'admets, ici et par la suite, que le mercure n'entre nullement en solution. On peut concevoir, au contraire, qu'à l'état d'équilibre la solution contienne une très petite quantité d'ions ou de composés mercureux, fonction de r, V et P ; ce cas se ramène au précédent si l'on suppose que le mercure est enfermé avec une partie de la solution dans un vase dont la paroi est imperméable aux ions et composés mercureux et perméable à tout le reste. La richesse r est alors relative à la partie de la solution qui est en dehors de cette cloison et qui est exempte de mercure.

l'on ait :

$$\frac{\partial r}{\partial S}\, dS + \frac{\partial r}{\partial r}\, dr = 0$$

équation qui peut s'écrire :

$$\frac{\partial p}{\partial S}\, dS + \frac{\partial p}{\partial r}\, dr = 0,$$

ou, d'après (2),

$$\frac{\partial \theta}{\partial r}\, dS + \frac{\partial p}{\partial r}\, dr = 0,$$

et par suite :

$$dr = -\frac{\dfrac{\partial \theta}{\partial r}}{\dfrac{\partial p}{\partial r}}\, dS = -\frac{\dfrac{\partial \theta}{\partial r}}{\dfrac{\partial p}{\partial r}}\, dS.$$

La variation correspondante $d\alpha$ sera, d'après (10),

$$d\alpha = -\frac{r}{1-r}\, \mathrm{D}dr = \frac{r}{1-r}\, \mathrm{D} \frac{\dfrac{\partial \theta}{\partial r}}{\dfrac{\partial p}{\partial r}}\, dS.$$

Il vient donc :

$$(11) \qquad \frac{\partial \alpha}{\partial S} = \frac{r}{1-r}\, \mathrm{D} \frac{\dfrac{\partial \theta}{\partial r}}{\dfrac{\partial p}{\partial r}}.$$

6. Comme α est fonction de r, S, V, P, on peut écrire, d'après (11),

$$\frac{\partial}{\partial S}\left(\frac{\partial \alpha}{\partial V}\right) = \frac{\partial}{\partial V}\left(\frac{\partial \alpha}{\partial S}\right) = \frac{r}{1-r}\, \mathrm{D} \frac{\dfrac{\partial}{\partial V}\left(\dfrac{\partial \theta}{\partial r}\right)}{\dfrac{\partial p}{\partial r}} = \frac{r}{1-r}\, \mathrm{D} \frac{\dfrac{\partial}{\partial r}\left(\dfrac{\partial \theta}{\partial V}\right)}{\dfrac{\partial p}{\partial r}}.$$

Mais le second membre est indépendant de S, et il vient, d'après (8),

$$(12) \qquad \frac{\partial \alpha}{\partial V} = -\mathrm{SD}\, \frac{r}{1-r}\, \frac{\dfrac{\partial C_s}{\partial r}}{\dfrac{\partial p}{\partial r}} + \mathrm{B},$$

B désignant une quantité indépendante de S.

L'équation (3) nous donne, par un calcul analogue à celui du n° 5,

$$(13)\qquad \frac{\partial\alpha}{\partial V} = -\frac{r}{1-r}\,D\,\frac{\frac{\partial q}{\partial r}}{\frac{\partial p}{\partial r}}.$$

En comparant (12) et (13), il vient :

$$(14)\qquad B = \frac{r}{1-r}\,\frac{D}{\frac{\partial p}{\partial r}}\left(S\,\frac{\partial C_s}{\partial r} - \frac{\partial q}{\partial r}\right).$$

Ces formules seront encore applicables, même si v demeure invariable, lorsque la solution sera assez abondante pour que les variations de r soient négligeables, ce qui aura toujours lieu dans les conditions ordinaires.

7. Les formules précédentes ne supposent pas nécessairement que le mercure reste pur. Si la solution contient un composé d'un métal M, le mercure, à l'état d'équilibre, que nous considérons ici, deviendra, en général, un amalgame liquide du métal M, d'autant plus riche qu'on approchera davantage de la valeur de V qui donne une électrolyse continue. Cette limite correspond, comme on sait, au point où, le mercure étant saturé du métal M, il commence à se former un amalgame solide. En deçà de cette limite, l'équilibre correspond, pour chaque valeur de V, à une richesse déterminée r_a de l'amalgame liquide, qui devient très petite et insensible à l'analyse, quand on est quelque peu éloigné de la limite, mais dont on ne peut faire abstraction au point de vue théorique.

D'après (12), dans l'expression de $\frac{\partial\alpha}{\partial V}\,dV$, le terme $B\,dV$, indépendant de S, exprime l'effet produit sur la solution par la fraction du courant qui est employée à modifier la richesse de l'amalgame. Ce terme $B\,dV$ sera nul si le mercure reste pur, ou bien si la grande électrode est formée du métal M ; dans ce dernier cas, en effet, cette fraction du courant effectue un transport du métal M entre la grande électrode et le mercure, sans gain ni perte pour la solution. On a alors, d'après (14),

$$\frac{\partial q}{\partial r} = S\,\frac{\partial C_s}{\partial r},$$

relation qui nous montre que, r variant seul, le courant qui en résulte produit seulement un effet superficiel, indépendant du volume du mercure. Ainsi, dans ces conditions, r_a ne dépend pas de r, mais seulement de V et de P, résultat déjà connu [1].

8. D'après les équations (11) et (12), l'accroissement de S ou de V agit sur la richesse r, comme le ferait l'addition, à la solution supposée seule, d'un certain poids du corps dissous, positif ou négatif. Comme $\frac{\partial p}{\partial r}$ est toujours positif, on voit qu'un accroissement positif dS enrichit ou appauvrit la solution, suivant que $\frac{\partial \theta}{\partial r}$ est positif ou négatif; cet effet ne peut résulter que d'actions produites aux surfaces du mercure et de la grande électrode.

Considérons d'abord le cas simple où V est tel que le mercure possède son maximum de tension superficielle. Alors, d'après l'équation (8), la variation de S ne produit pas de courant, et la grande électrode est hors de cause. D'autre part, la surface mercurielle et la couche voisine restent dans le même état physique, et l'étendue de la surface varie seule. Il faut donc qu'il existe, dans la couche voisine de la surface mercurielle, ou un appauvrissement de la solution $\left(\frac{\partial \theta}{\partial r} > 0\right)$, ou une accumulation du corps dissous $\left(\frac{\partial \theta}{\partial r} < 0\right)$ [2]. La quantité du corps dissous qui se trouve ainsi ajoutée ou soustraite au reste de la solution est, en valeur absolue, $D \frac{r}{1-r} \frac{\frac{\partial \theta}{\partial r}}{\frac{\partial p}{\partial r}}$ par unité de surface. Cette quantité, toujours fort petite, peut atteindre, d'après mes mesures de $\frac{\partial \theta}{\partial r}$, quelques millioniémes de milligramme par centimètre carré, c'est-à-dire l'ordre de grandeur des couches ioniques produites par la polarisation électrolytique.

9. Si θ n'est pas à son maximum, la variation de S fait varier q.

---

(1) D'après un théorème connu, la force électromotrice d'une pile dont les deux pôles sont un amalgame de M et ce métal lui-même est indépendante de la solution employée, pourvu qu'elle contienne un composé de M.

(2) On remarquera que l'effet est d'un sens tel qu'il diminue la tension superficielle. Le résultat ci-dessus a été indiqué aux *Comptes Rendus* du 3 décembre 1900. Pour les faits d'expérience, je renverrai le lecteur aux notes publiées dans les *Comptes Rendus* des 30 juillet et 19 novembre 1900.

et une électrolyse a lieu, dont il faut tenir compte pour interpréter les variations de α. Je me bornerai ici à éclaircir ce point par un exemple.

Admettons la théorie de l'électrocapillarité d'Helmholtz, où l'électrolyse seule peut faire varier r. La grande électrode est supposée polarisable [1] et positive par rapport à l'électrolyte, et il existe à sa surface, dans l'électrolyte, une couche d'anions. Si le mercure est aussi positif, la couche électrique de l'électrolyte à son contact est aussi formée d'anions. Le courant produit par la variation de S a pour effet final de transporter des anions d'une surface à l'autre, sans autre changement, et, par suite, la richesse r ne variera pas. Ainsi, dans ce cas, $\frac{\partial \alpha}{\partial S}$ est nul, et de même $\frac{\partial \theta}{\partial r}$, d'après (11).

Si, au contraire, le mercure est négatif par rapport à l'électrolyte, la couche superficielle est formée de cathions. Le courant produit par un accroissement positif dS augmente le nombre de ces cathions, et aussi le nombre des anions de la grande électrode ; la solution est ainsi appauvrie, $\frac{\partial \alpha}{\partial S}$ est négatif et de même $\frac{\partial \theta}{\partial r}$.

Si donc on trace les courbes électrocapillaires (V abscisse, θ ordonnée), pour r et $r + dr$, la seconde coïncide avec la première par sa branche positive, et si $dr > 0$, elle est *au-dessous* de la première par sa branche négative. Sur les deux branches négatives prenons deux points où θ a la même valeur ; soit dV la différence de leurs abscisses. Nous aurons :

$$\frac{\partial \theta}{\partial r} dr + \frac{\partial \theta}{\partial V} dV = 0,$$

ou bien, d'après (11),

$$\frac{\partial \alpha}{\partial S} \frac{\partial p}{\partial r} \frac{1 - r}{Dr} dr + \frac{\partial \theta}{\partial V} dV = 0.$$

Mais, dans l'hypothèse que nous examinons, $\frac{\partial \alpha}{\partial S}$ doit être proportionnel à $\frac{\partial q}{\partial S}$, du moins si l'on admet que les ions s'accumulent aux

---

[1] J'entends par là que ce n'est pas une électrode *impolarisable*, mais bien une lame de platine, par exemple.

surfaces et sont ainsi soustraits au reste de la solution; il en résulte donc, d'après (1), $dV = C^{te}$.

La considération de $\frac{\partial\alpha}{\partial V}$ donne le même résultat. Ainsi les branches négatives des deux courbes seront superposables par une translation parallèle à l'axe des V.

Il résulterait donc de cette hypothèse que *la largeur de la courbe à toute hauteur varierait en sens inverse de la richesse de la solution, d'une quantité indépendante de la hauteur considérée* (1). J'ai constaté en effet que la première partie de cet énoncé est toujours vérifiée par l'expérience, sauf au voisinage du maximum; mais il n'en est pas de même de la seconde partie, qui, du reste, n'est pas admissible en toute rigueur.

10. L'équation (4) nous montre que, si θ varie avec P, le volume u, qui comprend la solution, le mercure et la grande électrode, varie avec S. Cette variation de volume peut résulter, en général, des actions envisagées plus haut; mais elle prend une signification plus nette dans le cas où la solution n'est autre que le dissolvant pur. En faisant l'expérience au maximum de θ, pour éviter les difficultés d'interprétation dues à l'électrolyse, on voit que, si $\frac{\partial\theta}{\partial p} \neq 0$, il en résultera que soit pour le mercure, soit pour le liquide ambiant, la couche superficielle a une densité différente de sa valeur normale, comme on l'a quelquefois supposé sans vérification expérimentale.

L'équation (5) nous indique que, si l'on fait varier seulement P, il peut se produire un courant de courte durée entre le mercure et la grande électrode (2).

L'équation (6) est étrangère à notre sujet (3).

11. Reprenons maintenant l'appareil figuré plus haut, et supposons que, la grande électrode étant supprimée, le mercure soit isolé. Les équations (2) et (4) sont encore exactes, ainsi que les formules qui s'en déduisent; mais la valeur des coefficients différentiels n'est plus la même. Toutefois les deux problèmes sont identiques, si l'on est

(1) Si l'on suppose que la grande électrode est négative par rapport à la solution, ou bien impolarisable, on retrouve naturellement les mêmes relations *de forme* entre les deux courbes.

(2) Ces deux expériences sont en préparation.

(3) Cette équation montre que la pression osmotique dépend, en général, de la pression ambiante, relation déjà établie ailleurs (Gouy et Chaperon, *Sur l'équilibre osmotique*, *Annales de Chimie et de Physique*, janvier 1888).

au maximum de θ, car la grande électrode ne joue alors aucun rôle. Enfin on peut supposer que le mercure est remplacé par un autre liquide non miscible avec celui du récipient.

12. Un cas assez important est celui où le mercure est remplacé par un gaz ou par la vapeur seule de la solution ; mais il convient de le traiter un peu autrement. Prenons, pour variables indépendantes, S, u et v ; la variation de l'énergie utilisable sera :

$$d\epsilon = \theta dS - P du - (P - p) dv \text{ (1)},$$

d'où l'équation :

$$(15) \qquad \frac{\partial \theta}{\partial v} = \frac{\partial (p - P)}{\partial S},$$

qui donne, par un calcul analogue à celui du n° 5,

$$(16) \qquad \frac{\partial \alpha}{\partial S} = D \frac{r}{1 - r} \frac{\frac{\partial \theta}{\partial r}}{\frac{\partial (p - P)}{\partial r}}.$$

Ici $\partial \frac{(p - P)}{\partial r}$ est positif comme $\frac{\partial p}{\partial r}$, dont il diffère peu. La variation de α, quand S varie, peut provenir de deux causes : 1° la couche superficielle de la solution n'a pas la même richesse que l'intérieur, comme précédemment ;

2° La couche superficielle de gaz ou de vapeur est différente du gaz ou de la vapeur. Cette seconde cause n'existe pas, quand le dissolvant et le corps dissous ne sont volatils ni l'un ni l'autre, et on peut regarder comme probable qu'elle est négligeable, en général. D'après cela, les solutions qui ont une tension superficielle variable avec leur richesse (eau et alcool, par exemple) doivent avoir leur couche superficielle plus ou moins riche que l'intérieur, le sens de cette différence étant toujours tel que la tension superficielle en soit diminuée.

---

(1) Dans les cas que nous examinons, il arrivera souvent que $P - p$ sera négatif ; mais il n'y a pas là de difficulté, les liquides pouvant supporter des pressions négatives considérables.

LES TOURBILLONS CELLULAIRES DANS UNE NAPPE LIQUIDE. — MÉTHODES OPTIQUES D'OBSERVATION ET D'ENREGISTREMENT;

Par M. Henri BÉNARD.

Dans une nappe mince de liquide qui est, en régime permanent, le siège de la circulation décrite dans un précédent article [1], les vitesses des courants sont assez considérables pour que les surfaces isobares ne puissent plus être regardées comme des plans horizontaux. En particulier, la surface libre n'est pas plane; elle présente d'ailleurs exactement les mêmes éléments de symétrie que la circulation interne. Le sens des dépressions superficielles est facile à prévoir, d'après le sens des courants : il faut un excès de pression pour que l'afflux centripète des couches inférieures, au voisinage de la paroi du fond, puisse avoir lieu, malgré la viscosité du liquide : aux centres de cellules correspondront donc des centres de dépression.

Des méthodes optiques très précises sont nécessaires pour mettre en évidence ces différences de niveau, qui restent extrêmement faibles (de l'ordre de 1 μ au plus pour une épaisseur de 1 millimètre de spermaceti à 100°). Mais leur petitesse même rend intéressante l'application à cette surface liquide des procédés optiques employés pour étudier les petites déformations des surfaces solides polies.

Les méthodes principales qui ont servi soit à l'observation directe, soit à l'enregistrement photographique, vont être passées rapidement en revue, chacune d'elles ayant une valeur d'information particulière.

D'une façon générale, l'appareil permet de faire tomber sur la nappe liquide un faisceau de lumière rigoureusement parallèle et vertical, et d'étudier soit le faisceau réfléchi par la surface libre, soit le faisceau transmis. Dans ce but, une grande partie du fond plan de la cuve a été simplement dépolie et noircie : dans la partie correspondante du champ, la lumière est uniquement réfléchie par la surface libre du liquide. Mais, au centre de la cuve, un miroir circulaire d'acier, optiquement plan, a été encastré dans le bloc de

(1) *J. de Ph.*, 3e série, t. IX, p. 513-524; 1900.

fonte, son plan coïncidant rigoureusement avec celui du reste de la cuve; ce miroir réfléchit, sous l'incidence normale, le faisceau transmis par la nappe liquide. Dans la portion correspondante du champ, on a donc superposition du faisceau simplement réfléchi par la surface libre, et du faisceau transmis par la nappe, réfléchi sur le miroir d'acier et réfracté de nouveau à la sortie; mais, ce dernier étant de beaucoup le plus intense, la superposition des deux faisceaux n'offre aucun inconvénient quand on veut observer ou photographier le second. Dans une des méthodes, on les utilise d'ailleurs tous les deux pour les faire interférer.

On ne peut songer à décrire ici les dispositifs particuliers à chacune de ces méthodes. Toutes comportent les parties essentielles suivantes :

1° Un système convergent à axe optique horizontal, qui concentre la lumière d'une source intense, monochromatique ou blanche, suivant les cas, sur un très petit prisme à réflexion totale, isocèle, rectangle, diaphragmé par un écran dont l'ouverture, circulaire, a moins de 1 millimètre de diamètre.

2° Une lentille achromatique, à long foyer (60^{c}) dont l'axe optique est rigoureusement vertical. Le petit prisme a sa face horizontale diaphragmée située dans le plan focal de cette lentille, et le centre du petit trou est à 0^{c},15 de son axe optique. Le faisceau parallèle incident forme donc avec la verticale un angle de quelques minutes seulement : si la réflexion avait lieu sur un miroir plan horizontal, l'autocollimation donnerait une image conjuguée située dans le même plan focal, à 0^{c},30 seulement du petit trou lui-même.

3° Le faisceau réfléchi, soit par la surface libre du liquide, soit par le miroir d'acier, repasse par la lentille collimatrice. Suivant la position d'un second prisme à réflexion totale, placé au-dessus du plan focal et mobile entre glissières, on peut le recevoir soit dans une lunette à axe optique horizontal, dont l'oculaire a une très grande course, soit dans une chambre photographique dont l'objectif a son axe optique vertical.

Enfin un troisième système optique récepteur, dont l'axe est horizontal, permet l'étude du faisceau réfléchi, sans le faire repasser par la lentille collimatrice : c'est alors une lame à faces parallèles, inclinée à 45°, placée au-dessous de cette lentille, qui renvoie horizontalement le faisceau à étudier sur l'axe d'un banc d'optique; mais la glace a l'inconvénient de doubler les images.

Première méthode. — Franges d'interférence à grande différence de marche dans l'air entre la surface libre du liquide et une surface plane horizontale. — Cette méthode, qui n'utilise que la lumière réfléchie par la surface libre, donne directement les courbes de niveau de cette surface. En employant une des sources intenses monochromatiques de l'arc électrique jaillissant dans le vide entre deux électrodes de mercure (longueur d'onde : 0µ,4358), tel que l'emploient MM. Pérot et Fabry (1), on a pu arriver à concilier les conditions d'intensité lumineuse et de bonne visibilité des franges, de façon à les photographier, malgré leur mobilité que toutes les précautions ne peuvent supprimer complètement, et cela avec une durée de pose de 0s,2 environ.

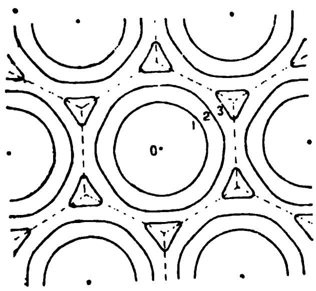


Fig. 1.

La *fig.* 1 donne les courbes de niveau dessinées dans le cas où le régime permanent limite (hexagonal régulier) est supposé établi. La description des formes que présente cette surface peut se résumer à l'aide des expressions usitées en topographie :

Le centre de chaque hexagone cellulaire est un *ombilic* concave, *centre de dépression*. Chaque sommet ternaire commun à trois polygones est un *sommet* topographique (presque un trièdre). Le réseau polygonal est constitué de *lignes de faîte*, séparant les uns des autres les différents *bassins*; la surface libre de chaque cellule forme chacun de ces bassins hexagonaux. Une *ligne de thalweg* joint deux à deux les ombilics concaves contigus; ce thalweg est d'ailleurs très peu dessiné et s'évanouit complètement aux ombilics.

(1) *C. R.*, t. CXXVIII, p. 1156; 1899; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 369; 1900.

Lignes de thalweg et lignes de faîte se coupent à angle droit aux *cols*, qui sont les milieux des côtés de l'hexagone : en ces points, la courbe de niveau présente un point double. Les lignes de faîte sont, — relativement, — de véritables crêtes, séparant deux *versants* presque plans au voisinage immédiat de la crête [1].

Tous les points homologues étant sur la même courbe de niveau, on voit que la seule définition de cette surface, même si l'on ne savait rien de la circulation interne, conduirait, dans le régime permanent limite, à définir les mêmes éléments de symétrie et la même périodicité sur trois directions de rangées à 60° l'une de l'autre.

Deuxième méthode. — Foyers et lignes focales remarquables. — La surface libre formant miroir, on peut obtenir en particulier, en mettant convenablement au point, dans chaque cas, le système optique récepteur :

1° Les foyers en quinconce des miroirs concaves que forment les ombilics ;

2° Le réseau polygonal de lignes focales, que donnent les crêtes fonctionnant comme miroirs cylindriques convexes.

Si l'on utilise la lumière transmise par la nappe liquide et réfléchie par le miroir d'acier, on obtient :

3° Les foyers en quinconce des lentilles concaves que forment les ombilics (lentilles plan-concaves, doublées par le miroir d'acier) ;

4° Le réseau polygonal donné par les crêtes fonctionnant comme lentilles cylindriques convexes.

On peut calculer les rayons de courbure correspondants d'après la mise au point de la lunette réceptrice, mais ces mesures manquent de précision, car la mise au point optimum est mal définie : les aberrations sont inévitables, chaque bassin cellulaire se comportant à peu près, dans sa partie centrale, comme un miroir hyperbolique ; on ne peut songer à diaphragmer toutes les cellules, pour n'utiliser que les miroirs sphériques osculateurs aux ombilics concaves.

Les foyers ponctuels (1° et 3°) donnent un mode d'enregistrement purement optique du quinconce formé par les centres de cellules. — Les lignes focales (2° et 4°) enregistrent le réseau de polygones. — Le quatrième procédé est particulièrement avantageux pour la pho-

---

(1) Dans la région du champ occupée par le miroir d'acier, ces crêtes forment donc de véritables biprismes : on obtient en effet les franges correspondantes, parallèles à la crête.

tographie : on obtient le réseau dessiné par un trait lumineux intense, régulier et fin, comme tracé au tire-ligne. — C'est le procédé qui a



Fig. 2. — Grandeur naturelle (calqué sur une photographie).
Température : 60°. Épaisseur : 640μ.



Fig. 3. — Grandeur naturelle.
Température : 88°. Épaisseur : 755μ.

été seul utilisé pour les mesures définitives des dimensions transversales des cellules (*fig.* 2 et 3 reproduites en négatif).

Troisième méthode. — Relief exagéré de la surface libre (lumière réfléchie, ou lumière transmise). — On connaît la méthode admirable de Foucault pour rendre visibles, en les exagérant des milliers de fois, les moindres défauts des miroirs de télescopes. Un procédé analogue permet d'observer les plus petites inégalités d'une surface presque plane, par rapport au plan parfait. Il suffit, dans le dispositif décrit, de déplacer un petit écran dans le plan focal de la lentille



Fig. 4. — Grandeur naturelle.
Température : 90°. Épaisseur : 450μ.

collimatrice, de façon à intercepter, dans la portion la plus rétrécie du faisceau de retour, les rayons les plus inclinés dans une certaine direction. La lunette ou la chambre photographique qui reçoit le

reste du faisceau est mise au point sur la surface libre elle-même : on obtient un relief énormément exagéré de cette surface, qui paraît éclairée en lumière parallèle oblique. Ce procédé convient surtout en lumière transmise. La *fig.* 4 montre le résultat obtenu : comme tous les reliefs, il faut savoir dans quel sens l'interpréter : avec l'exagération qu'il donne, les crêtes paraissent des arêtes vives, bien que le rayon de courbure minimum réel soit encore de 15 centimètres. La sensibilité de ce procédé a permis de déceler des différences de niveau inférieures à $0^{\mu},01$ correspondant à des pentes de $\frac{1}{500.000}$ par rapport au plan horizontal.

Quatrième méthode. — Franges d'interférence entre les deux faces de la lame liquide elle-même. — Le dispositif général est le même : on utilise la région du champ occupée par le miroir d'acier ; mais la source employée est l'arc au mercure dans le vide. On a, en lumière monochromatique, les franges d'interférence entre le faisceau réfléchi par la surface libre et le faisceau réfléchi par le miroir d'acier. Elles donnent les courbes d'égale différence de marche, et leurs formes tiennent à la fois à la répartition des épaisseurs et à la répartition des températures internes de la nappe liquide, c'est-à-dire des indices de réfraction. Comme on connaît, par les méthodes précédentes, les courbes de niveau de la surface libre, la méthode actuelle renseigne donc sur la distribution des isothermes moyens, la moyenne étant faite sur chaque verticale. L'axe de chaque cellule est d'ailleurs la droite verticale la plus chaude ; le résultat de la comparaison donne donc l'ordre de grandeur des écarts extrêmes des températures des divers points de la nappe liquide. Ces différences sont très faibles, de l'ordre de 1° au plus [1].

Les franges données par la lame liquide ont tout à fait les formes dessinées *fig.* 1 ; si le miroir d'acier est bien plan et rigoureusement horizontal, leur régularité est parfaite : le même motif se répète indéfiniment ; mais leur mobilité et le peu d'opposition entre les

---

[1] Une expérience d'un tout autre genre renseigne sur les isothermes superficiels. On laisse refroidir très lentement le liquide jusqu'à sa température de solidification : les isochrones de solidification sont identiques à ce que seraient les isothermes superficiels, en régime rigoureusement permanent : la solidification commence aux sommets et les courbes en question ont des formes analogues aux courbes de niveau de la *fig.* 1. L'hétérogénéité des températures de la nappe a donc suffi dans ce cas à créer des cloisons inter-cellulaires solides.

maxima et les minima, dû à la grande inégalité des faisceaux interférents, les rend bien difficiles à photographier.

ÉTUDE QUANTITATIVE DU RÉGIME PERMANENT.

Les mesures effectuées ont été d'ordre géométrique, cinématique, thermométrique et dynamique. J'indiquerai d'abord le principe des méthodes et la précision de chaque espèce de mesures.

1° *Mesures d'ordre géométrique.* — Les épaisseurs de la nappe liquide sont mesurées avec une erreur probable de 2μ environ, soit une erreur relative de $\frac{1}{250}$ à $\frac{1}{500}$. Le procédé consiste à amener une pointe fine, visée par un microscope à long foyer, en contact avec son image donnée par réflexion sur la surface liquide; le déplacement vertical de la pointe est amplifié par un levier portant une croisée de réticule que l'on vise à l'aide d'un cathétomètre.

Les différences de cotes des divers points de la surface libre sont mesurées à $0^\mu,02$ près, sur les clichés de franges.

Les dimensions latérales des cellules s'obtiennent en comptant, sur les photographies du réseau polygonal, le nombre d'hexagones qui couvrent une surface donnée, celle du miroir d'acier circulaire. Ce dénombrement a été effectué, en projection, sur une centaine de clichés analogues à ceux que reproduisent les *fig.* 2 et 3 : il est nécessaire, cela va sans dire, d'évaluer la valeur des fractions de cellules qui se trouvent coupées par le cercle limitant le champ. Les valeurs qu'on en déduit pour la distance entre les centres des cellules contiguës, distance qu'on désignera désormais par λ, ont une précision relative très grande, du même ordre que celle des mesures d'épaisseur $\left(\frac{1}{200} \text{ à } \frac{1}{500}\right)$.

2° *Mesures d'ordre cinématique.* — Ce sont des mesures de périodes. A l'aide de la lunette horizontale décrite, on suit, en projection horizontale, les oscillations isochrones d'une particule solide incorporée, qui se détache en noir sur le fond lumineux brillamment éclairé que limite le disque d'acier; on mesure la durée des oscillations à l'aide d'un chronomètre à pointeur. Pour rendre visibles les contours des cellules, il suffit de provoquer en même temps, par la troisième méthode optique, le relief de la surface libre : on peut donc évaluer la longueur des filets projetés horizontalement.

3° *Mesures d'ordre thermique* (flux de chaleur et températures). — Le bloc cylindrique de fonte précédemment décrit, qui sépare la nappe liquide de l'étuve à 100°, est parfaitement protégé contre toute déperdition latérale : de cette façon, les isothermes sont des plans horizontaux, et le flux de chaleur vertical est uniforme dans tout le plan. On s'en assure à l'aide de couples thermo-électriques très sensibles (fer-constantan), et l'on calcule ce flux vertical en mesurant la différence des températures en deux points de l'axe du cylindre situés à 5 centimètres de distance verticale. Pour avoir une précision relative de $\frac{1}{20}$ sur les mesures de flux, il a fallu étudier, pour les couples et le galvanomètre, les dispositifs les plus sensibles, donnant la différence des deux températures à 0°,005 près.

A défaut de procédé thermométrique direct pour déterminer la température moyenne de la nappe liquide, on a pris la température du fond de la cuve, déduite des mesures thermo-électriques effectuées en différents points sur l'axe du bloc. La quatrième méthode optique (franges formées par la lame liquide elle-même) a justifié cette assimilation, puisque la couche liquide n'a certainement pas, entre ses divers points, de différences de température dépassant 1°.

Pour étudier l'influence de la température sur les dimensions transversales, on a provoqué une variation continue, mais très régulière et extrêmement lente des conditions thermiques ; pour cela, le bloc, préalablement chauffé à 100°, est abandonné à lui-même, protégé contre toute déperdition latérale ou inférieure. La chaleur emmagasinée ne peut s'écouler que par convection à travers la nappe liquide. Avec ce dispositif, la variation des conditions thermiques est assez lente pour offrir toute sécurité au point de vue des lois du régime permanent. La vitesse de refroidissement est d'abord, au voisinage de 100°, de 0°,006 par seconde ; elle n'est plus que de 0°,001 par seconde, au voisinage de 50°. Le refroidissement de 100° à 50° dure quatre heures. On obtient, en prenant des clichés à intervalles égaux et effectuant des lectures simultanées au galvanomètre, autant de données numériques qu'on le désire. Aucune étuve à température fixe ne donnerait une constance plus parfaite. Des expériences effectuées avec des vitesses de refroidissement tout à fait différentes ont donné, pour la loi des dimensions en fonction de la température, des courbes exactement superposées, ce qui

justifie la méthode, en prouvant que les dimensions des cellules s'accommodent, sans retard appréciable, aux conditions thermiques lentement variables (¹).

LOIS NUMÉRIQUES.

I. — *Lois des dimensions transversales.*

1° *Influence de l'épaisseur.* — La loi grossièrement approchée, qu'ont révélée les premières mesures, est la proportionnalité des dimensions transversales à l'épaisseur. Autrement dit, les prismes cellulaires restent semblables quand l'épaisseur croît (²). Les mesures précises ont montré l'existence d'écarts systématiques et notables. Les nombres suivants sont extraits d'une série effectuée avec du spermaceti à 100° par la méthode des dépôts pulvérulents (troisième méthode mécanique, p. 208):

Épaisseur e.	Rapport $\frac{e}{\lambda}$.
$0^{mm},440$	0,296
0 ,570	0,291
0 ,644	0,286
0 ,700	0,274
0 ,853	0,247

On trouvera plus loin les résultats définitifs à diverses températures.

2° *Influence du flux de chaleur.* — A l'ordre de précision des mesures, le flux de chaleur variant, la distance stable λ entre deux centres d'ascension contigus ne varie pas, la température restant la même; toutefois, il faut faire quelques réserves : les variations du flux étaient peu considérables.

3° *Influence de la température.* — La *fig.* 5 résume les résultats: on a porté en abscisses les températures du liquide, de 100° à 50°,

---

(¹) Cet article se rapportant exclusivement au *régime permanent*, on ne décrira pas ici le mécanisme de multiplication des cellules et de leur résorption. On trouvera tous les renseignements relatifs à l'état variable des courants dans deux articles parus dans la *Revue générale des Sciences* (15 et 30 décembre 1900).

(²) M. GUÉBHARD avait trouvé la même loi pour son tachetage des plaques voilées abandonnées sous une couche mince de bain développateur (*Séances de la Soc. de Ph.*, 1897, p. 110).

et en ordonnées les valeurs du rapport $\frac{e}{\lambda}$. On voit l'ordre d'approximation de la loi $\frac{e}{\lambda}$ = constante, aux diverses épaisseurs.

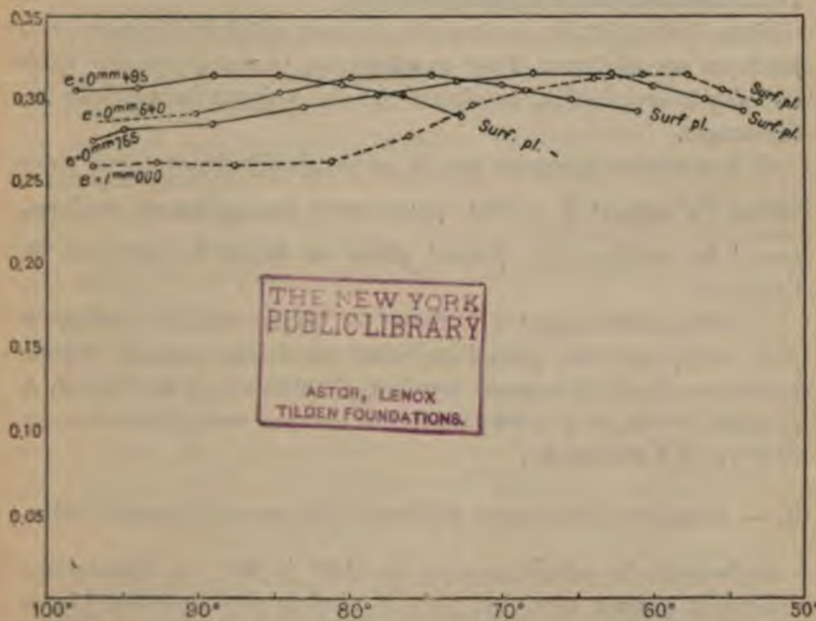


Fig. 5.

a) De 100° à 50°, le rapport $\frac{e}{\lambda}$, pour une épaisseur déterminée croît, passe par un maximum, puis décroît jusqu'à disparition des courbures superficielles (*Surf. pl.* sur les courbes). Il y a donc, entre 100° et 50°, une température pour laquelle les cellules passent par une dimension minimum. La température de ce minimum est, d'ailleurs, plus élevée aux faibles épaisseurs qu'aux grandes. Il a lieu :

Vers 89°	pour	$e = 0^{mm},50$
Vers 60°	pour	$e = 1^{mm},00$.

b) D'une façon générale, les variations relatives du rapport $\frac{e}{\lambda}$ sont d'autant plus faibles, à température variable, que l'épaisseur est plus faible.

c) Quelle que soit l'épaisseur, tous les maxima de $\frac{e}{\lambda}$ sont égaux, à $\frac{1}{500}$ près, c'est-à-dire à l'ordre même de précision des expériences, l'épaisseur variant du simple au double [1].

Entre 100° et 50°, la surface du polygone cellulaire de spermaceti passe par un minimum. Pour ce minimum, quand l'épaisseur varie du simple au double, la similitude des prismes hexagonaux est rigoureuse.

d) Les courbes montrent que la même similitude, avec une autre valeur du rapport $\frac{e}{\lambda}$, a lieu, pour toutes les épaisseurs étudiées, quand la surface libre devient plane au degré de précision de l'appareil.

e) Enfin, relativement à la durée du régime variable initial, on peut remarquer que, plus l'épaisseur est faible, plus le régime permanent limite (hexagonal régulier) s'établit vite et facilement. A ce point de vue, il y a une différence énorme entre les épaisseurs de $0^{mm},5$ et 1 millimètre.

II. — *Résultats relatifs aux différences de cotes de la surface libre.*

a) Pendant le refroidissement de 100° à 50°, les dépressions diminuent d'abord très vite, puis de plus en plus lentement; leurs variations sont de même sens que celles du flux de chaleur, mais plus rapides;

b) A épaisseur croissante, les dépressions relatives vont en croissant notablement;

c) Aux épaisseurs faibles, la surface libre est plane bien plus tôt qu'aux épaisseurs plus considérables. Les courbes de la *fig.* 5 confirment tout à fait ce résultat;

d) Les mesures absolues les plus précises donnent :

Spermaceti : épaisseur, 1 millimètre. État permanent à 100° (avec flux de chaleur maximum).

Différence de cote entre un ombilic concave et un sommet. $0^{\mu},96$
Différence entre un ombilic concave et un col............ $0^{\mu},75$

[1] En réalité, une correction négligée déforme très légèrement les courbes et rend l'égalité des maxima moins rigoureuse : elle subsiste à $\frac{1}{50}$ près seulement : tous les maxima sont compris entre 0,299 et 0,306.

III. — *Lois des périodes et des vitesses.*

1° *Distribution des périodes dans chaque azimut.* — Les filets infiniment courts qui entourent le point immobile ont la période minimum, et la période croît d'abord très peu, puis plus rapidement, quand on passe sur des filets plus longs. Par suite de la viscosité du liquide, le mouvement est surtout ralenti dans la portion inférieure de chaque trajectoire, par suite de l'adhérence à la paroi du fond, ce qui crée une dissymétrie notable entre les deux portions de chaque trajectoire : la *fig.* 1 du précédent article (p. 204) indique cette dissymétrie. Mais ce n'est que sur les filets tout à fait extérieurs que la période s'allonge énormément (la longueur inscrite est évaluée en projection horizontale en prenant comme unité la plus longue).

Longueur du filet.	Période.	Vitesse ang. moy.	Vitesse linéaire moy. (cm par s)
< 0,1	1s,50	4,19	»
0,1	1 ,59	3,95	0,04
0,2	1 ,90	3,31	0,07
0,3	1 ,98	3,17	0,10
0,5	2 ,32	2,70	0,14
0,9	2 ,92	2,14	0,20

On voit que, si la vitesse angulaire moyenne décroît légèrement, à partir du point immobile, les vitesses linéaires continuent à croître très notablement.

2° *Influence de l'épaisseur.* — Il n'y a guère que les périodes minimum qu'on puisse comparer avec quelque précision.

On a trouvé la période minimum très sensiblement proportionnelle à l'épaisseur, en régime permanent à 100°. On en conclurait comme loi approchée, pour les filets les plus courts, l'égalité des vitesses linéaires en des points homologues, si le frottement, contre la paroi du fond, ne s'opposait à la similitude rigoureuse des formes des filets et des vitesses, quand l'épaisseur varie.

3° *Influence du flux de chaleur.* — Les mesures simultanées de périodes minimum et de flux de chaleur à travers la nappe, effectuées pendant le refroidissement, ont donné la loi approchée suivante, dans une étendue très considérable de variations :

La période minimum varie, à épaisseur égale, en raison inverse du flux total transporté.

On en conclut que *le flux est proportionnel aux vitesses en un point donné.* Ici encore, ce résultat ne peut être qu'approché : on mesure les vitesses sur les filets intérieurs, tandis que les échanges de chaleur s'effectuent, en réalité, surtout sur les filets extérieurs.

On peut d'ailleurs énoncer autrement les résultats expérimentaux : *la quantité de chaleur rayonnée par la surface libre est proportionnelle à la vitesse avec laquelle cette surface se renouvelle, grâce aux courants.*

4° *Ordre de grandeur du flux de chaleur transporté par convection.* — A 100°, dans l'appareil construit, une cellule de spermaceti de 1 millimètre d'épaisseur, transporte environ 10^{-2} joules par seconde, sous forme de chaleur. Il y a environ huit de ces cellules par centimètre carré. L'énergie cinétique de la cellule, en régime permanent, est 10^{9} fois plus faible. Au point de vue énergétique, un milliardième de seconde suffirait à la mise en marche des courants, en supposant que le liquide ait déjà sa température moyenne identique à celle qu'il aura en régime permanent. Le rapprochement est artificiel, car l'état variable tient à de tout autres causes ; mais il montre l'énormité de la chaleur transportée, grâce aux courants de convection, renouvelant constamment les couches superficielles, qui rayonnent vers l'atmosphère extérieure.

APPAREIL DE MESURE DES COURBURES ET DES ÉLÉMENTS D'UN SYSTÈME OPTIQUE QUELCONQUE ;

Par R. DONGIER.

La fabrication des bons objectifs photographiques exige, en cours d'exécution, la vérification des faces des lentilles qui les composent. Comme appareil de contrôle, il y a lieu de signaler le sphéromètre à flèche du professeur Abbe, qui, muni d'un microscope avec micromètre, fournit des lectures précises au $\frac{1}{1000}$ de millimètre près. L'élégante méthode du levier optique de M. Cornu [1] mérite une mention spéciale. Il est possible, en utilisant les phénomènes d'interférences [2], d'étudier, avec une précision plus grande encore,

[1] *J. de Phys.*, 1re série, t. IV, p. 7 ; 1875.
[2] LAURENT, *J. de Phys.*, 2e série, t. V, p. 268 ; 1886.

le profil des faces d'une lentille. Mais cette opération exige une installation relativement compliquée et une certaine habileté expérimentale. Dans la plupart des cas, comme il est inutile de pousser

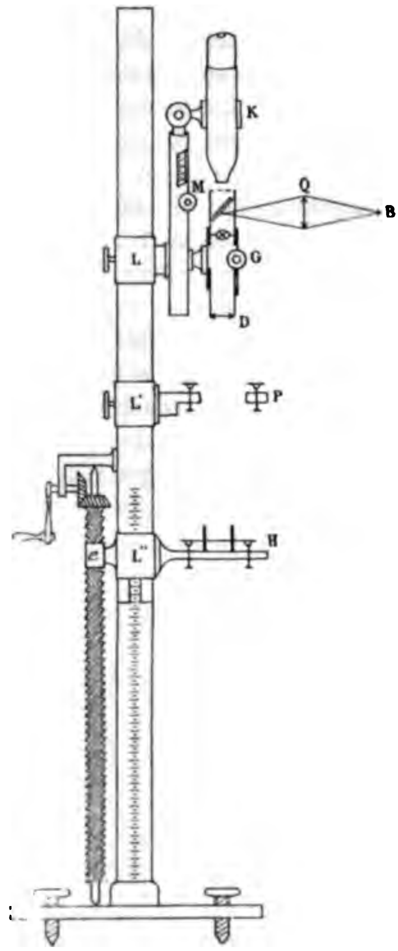


Fig. 1.

la précision au-delà d'une certaine limite, il est avantageux de disposer d'un instrument donnant rapidement les renseignements cherchés. C'est dans cette dernière catégorie que je classerai l'appareil dont je vais faire la description.

I. Cet instrument est d'un usage commode; il permet la mesure rapide et très approchée des courbures des faces des lentilles, ainsi que des éléments (longueur focale, position des points nodaux) d'un système optique quelconque, convergent ou divergent.

Il comporte (*fig.* 1), comme accessoire essentiel, un viseur autocollimateur dont l'oculaire est remplacé par un microscope K pouvant être déplacé de *quantités mesurables*, dans la direction de son axe à l'aide du pignon denté M. On peut viser, avec le microscope, soit dans le plan focal de l'objectif D, soit au-delà de ce plan focal, soit en deçà jusqu'à une distance de cet objectif de l'ordre du triple de sa longueur focale. On obtient ainsi la mise au point des images, fournies par cet objectif, d'objets réels situés à des distances plus grandes que une fois et demie sa longueur focale et des images d'objets virtuels.

La précision des pointés est considérablement augmentée, si l'oculaire positif dont est muni le microscope peut subir de petits mouvements autour d'un axe contenu dans le plan du réticule fixe visé avec cet oculaire. On facilite ainsi l'observation des déplacements relatifs du réticule et de l'image, lorsque la mise au point n'est pas parfaite.

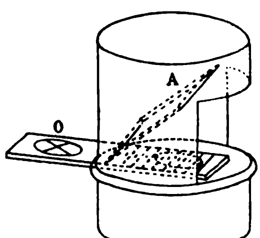


FIG. 2.

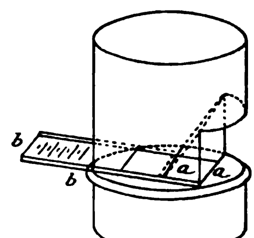


FIG. 3.

Suivant le cas, on se sert de l'un ou de l'autre des systèmes éclairants que voici :

Dans le premier (*fig.* 2), la lumière fournie par une source étendue B et émergeant de la lentille éclairante Q est réfléchie dans la direction de la lentille collimatrice D par la lame de verre A à faces planes et parallèles ayant moins de 1 millimètre d'épaisseur. On adopte, comme repère, tantôt la croisée des fils tendus sur l'ouverture O du diaphragme, tantôt la graduation tracée sur la face inférieure d'une lame de verre ; l'une ou l'autre peuvent être séparément introduites

dans le champ de l'instrument à la même distance de l'objectif D.

Dans le deuxième (*fig.* 3) on évite la traversée de la lame de verre inclinée A, aux rayons lumineux qui pénètrent dans le microscope. Le système éclairant est formé d'un prisme à réflexion totale dont l'une des faces *aa*, sur laquelle sont tracés deux traits croisés, couvre la moitié de l'ouverture rectangulaire du diaphragme, tandis que l'autre moitié est ou bien libre avec deux fils du réticule tendus, ou bien recouverte par une lame de verre *bb*, dont la face inférieure porte une graduation et se trouve dans le même plan que la face du prisme.

Les tubes de chacun de ces modèles s'adaptent séparément sur le tube à tirage du collimateur, dont on peut faire varier la longueur en agissant sur le pignon denté G.

Le microscope et le collimateur sont reliés à un même collier L qui, embrassant la tige de support de l'appareil, peut être fixé à des hauteurs différentes.

La lumière, qui émerge du collimateur, rencontre la surface à étudier supportée par la plate-forme H. Cette plate-forme est reliée à un collier L'', qui peut glisser le long de la colonne supportant l'appareil et à un écrou *e* dans lequel est engagée une vis sans fin verticale entraînant, par sa rotation, la plate-forme dans un mouvement de translation vertical et *mesurable*. Cette plate-forme peut recevoir, à volonté, un miroir plan argenté et un ensemble d'accessoires destinés à des usages divers, en particulier, à supporter des lentilles ou des objectifs composés. Elle peut être orientée de façon à renvoyer vers l'objectif D la portion centrale de la lumière réfléchie par la surface à étudier.

Lorsqu'on se propose la détermination des éléments d'un système optique, il est nécessaire de placer celui-ci entre le collimateur et la plate-forme H sur un disque P présentant une ouverture circulaire; le disque est relié à la colonne-support par un collier L' avec vis de pression, et on peut l'abaisser ou l'élever plus ou moins ; on peut lui faire subir diverses inclinaisons destinées à modifier l'orientation du système optique par rapport au faisceau lumineux.

II. *Mesure de la courbure des surfaces d'une lentille.* — On emploie le système éclairant de la *fig.* 3. Le repère, tracé dans le voisinage du bord de la face *aa*, doit se trouver dans le plan focal de l'objectif D du collimateur. Pour l'y amener, on vise avec le microscope les fils qui sont tendus sur l'ouverture du diaphragme et qui se trouvent

dans le plan du repère adopté. On dispose ensuite sur la plate-forme H et sur le trajet du faisceau lumineux une surface rigoureusement plane. On agit sur le pignon G jusqu'à voir dans le même plan que la graduation l'image du repère furnie par les rayons réfléchis.

La lumière émergeant du collimateur et provenant du point de repère marqué sur la face du prisme éclairant est ainsi constituée par un faisceau parallèle qui rencontre la face antérieure concave ou convexe de la lentille à étudier mise en H à la place du miroir plan; elle s'y réfléchit et concourt à la formation de l'image de ce repère. Cette image se trouve au foyer, c'est-à-dire au milieu du rayon de la surface réfléchissante. Afin d'éviter les déformations des images résultant du passage des rayons à travers la lame de verre *bb*, on retire celle-ci, puis on soulève le microscope à la plus grande distance possible de l'objectif D. Si, après cela, on le laisse fixe, son plan de visée P′ (*fig.* 4) ne varie pas; il en est aussi de même du plan conjugué P, du plan P′ par rapport à l'objectif D. On amène successivement dans le plan P, d'abord la surface réfléchissante de la lentille dont on repère le centre à l'aide d'une croix en traits fins tracés à l'encre de Chine ou à l'aide de quelques grains de poudre de lycopode, puis le plan focal de cette surface, dans lequel se trouve l'image du point-repère adopté [1]. La distance de ces positions, mesurée au moyen de la

[1] Dans la pratique, il est important de ne pas confondre cette image produite par la réflexion sur la face antérieure de la lentille avec celle donnée par les rayons qui, pénétrant dans la lentille, reviennent vers la face d'entrée après réflexion sur la face postérieure.

Le procédé suivant permet de distinguer ces images l'une de l'autre. Pour cela, on regarde à l'œil nu, dans le champ de la surface de la lentille, les images d'une source lumineuse éloignée fournies par chacune des surfaces réfléchissantes. On couvre la moitié de la surface antérieure avec un écran (morceau d'étoffe ou de papier souple) qui s'y adapte exactement; on incline plus ou moins la lentille, dans un sens convenable et on observe la disparition derrière l'écran de chacune des images vues sur la portion non couverte de la lentille. L'image produite par la réflexion sur la face d'entrée disparaît à la limite de l'écran; l'image produite par les rayons réfléchis sur la face postérieure disparaît à la limite de l'ombre portée par l'écran, c'est-à-dire avant d'avoir atteint le bord de cet écran. Dans le premier cas, en effet, la trace sur la surface réfléchissante du cône des rayons qui arrivent dans l'œil est commune aux rayons incidents et aux rayons réfléchis; l'écran supprime les rayons réfléchis en même temps qu'il empêche les rayons incidents d'atteindre la surface réfléchissante. Dans le second cas, la trace des rayons réfléchis qui arrivent dans l'œil est différente de celle des rayons incidents correspondants; les rayons réfléchis sont supprimés lorsque l'écran intercepte les rayons incidents correspondants, et cela a lieu avant que la trace des rayons réfléchis ait atteint le bord de l'écran.

Il ne suffit pas de distinguer ces images à l'œil nu; il faut connaître les gran-

graduation de la colonne de support et du vernier fixé au collier L'', donne la valeur du demi-rayon de la surface observée.

Il y a lieu d'insister sur ce fait que le déplacement le long de la colonne montante fournit la mesure *directe* du demi-rayon de courbure, sans le secours d'aucune formule, et cela quelle que soit la position du plan P, pourvu que son conjugué P'_2 par rapport à l'objectif D se trouve dans la région qu'il est possible d'explorer en déplaçant le microscope.

La précision avec laquelle la surface réfléchissante ou son foyer peuvent être amenés dans le plan P dépend de la distance du plan P à l'objectif D. Elle augmente lorsqu'on rapproche le plan P du foyer F [2]; mais alors le plan P' s'éloigne de la lentille D. Avec un appareil donné, on obtient les meilleures conditions de sensibilité lorsque le microscope est le plus éloigné possible de l'objectif D. La mise au point est d'ailleurs facilitée et rendue plus rigoureuse par l'existence d'une croisée de fils de réticule dans l'oculaire du microscope.

Lorsque la longueur focale de la surface réfléchissante est plus grande que le déplacement possible de la plate-forme H, on peut déterminer cette grandeur en laissant *fixe* la surface réfléchissante et en déplaçant le microscope.

Il y a deux cas à considérer, suivant que la surface réfléchissante est *convexe* ou *concave*.

Lorsque la *surface réfléchissante est convexe*, on mesure les longueurs $\pi'_2 = P'_2F'$ et $\pi'_1 = P'_1F'$ (*fig.* 5), dont il faut soulever le

---

deurs relatives de leurs distances à la lentille, afin que la visée à travers le microscope ait lieu sans incertitude. Toute image réelle est située en avant de la lentille et subit, par l'inclinaison de la lentille, un déplacement de même sens qu'un objet situé du même côté et invariablement lié à cette lentille. Une image virtuelle subit un déplacement de même sens qu'un objet invariablement lié à la lentille et situé en arrière; pour une même inclinaison de la lentille, ce déplacement est d'autant plus marqué que l'image est plus éloignée de la lentille. Ces diverses observations suffisent pour permettre la visée, avec certitude, des différentes images à travers le microscope.

(2) Cela résulte évidemment de la relation $\pi\pi' = f^2 (\pi = FP, \pi' = F'P')$, d'où on déduit $\frac{d\pi'}{d\pi} = -\frac{\pi'}{\pi}$. L'incertitude constante $d\pi'$ due au pointé du microscope, entraîne une incertitude $d\pi$ de la position de la colonne montante d'autant plus faible en valeur absolue que le rapport $\frac{d\pi'}{d\pi}$ ou $\frac{\pi'}{\pi}$ est plus grand. Ce rapport $\frac{\pi'}{\pi}$ est le plus grand possible lorsque le plan P est le plus rapproché de l'objectif D.

microscope à partir de la position de visée de la croisée des fils de réticule tendus sur la seconde moitié du diaphragme pour mettre au point successivement le plan focal de la surface situé à la distance π_1 du foyer F, puis la surface réfléchissante elle-même représentée

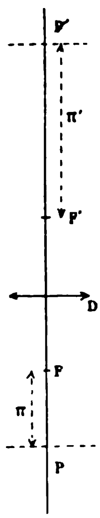


FIG. 4.

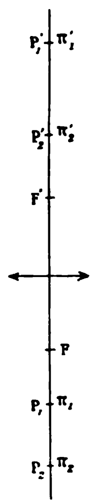


FIG. 5.

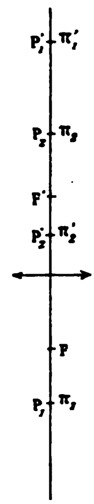


FIG. 6.

par un trait à l'encre de Chine ou par quelques grains de lycopode et située à la distance π_2 du foyer F. Les relations $\pi_1\pi_2 = f_2$ et $\pi'_1\pi'_2 = f^2$ conduisent à la formule :

$$\pi_2 - \pi_1 = f^2\left(\frac{1}{\pi'_1} - \frac{1}{\pi'_2}\right).$$

La longueur focale f est déterminée une fois pour toutes.

Lorsque la *surface réfléchissante est concave*, et lorsque la plateforme est à une distance convenable de l'objectif D, le foyer de la surface réfléchissante est au-delà de cet objectif en P_2, tel que $\overline{P_2F} = \pi_2$ en valeur absolue.

Les images P'_1 et P'_2 (*fig.* 6) de la surface réfléchissante et de son foyer fournies par l'objectif D sont de part et d'autre du foyer F' de l'objectif D, foyer qui se trouve dans le plan de la face de sortie du prisme éclairant.

Pour faire la mesure dans ce cas, on notera, à partir de la position de visée directe de la croisée des fils du réticule située en F', d'abord

longueur π'_2, dont il faut abaisser le microscope pour viser l'image du plan focal de la surface concave représentée par le repère de la face du prisme et ensuite la longueur π'_1, dont il faut soulever le microscope pour obtenir la visée de l'image de la surface réfléchissante elle-même, sur laquelle on a tracé une croisée de traits fins à l'encre de Chine et déposé quelques grains de poudre de lycopode. On a dans ce cas :

$$\pi_1 + \pi_2 = f^2\left(\frac{1}{\pi'_1} + \frac{1}{\pi'_2}\right).$$

En terminant l'exposé de ces deux cas particuliers, il est bon de faire remarquer que la précision de la mesure, toujours moindre que dans le cas général, varie avec la longueur du rayon de courbure qu'il s'agit de déterminer.

III. *Détermination expérimentale des éléments d'un système optique.* — Un grand nombre de méthodes ont été décrites à ce sujet[1]. Je ne veux retenir que le procédé de M. Cornu[2], d'une grande précision pour l'étude des systèmes convergents, et celui de M. Mébius[3], pour les systèmes divergents. Le mode expérimental de M. Mébius dérive de celui de M. Cornu ; mais il exige une lentille convergente auxiliaire et la visée successivement avec un microscope et une lunette astronomique.



FIG. 7.

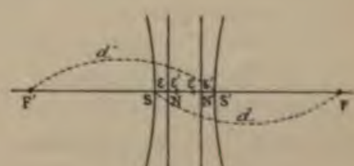


FIG. 8.

L'appareil décrit plus haut permet la mesure des éléments qui interviennent dans les formules de Newton et dont M. Cornu a fait

[1] SILBERMANN, *Moser Pogg. Ann.*, 1844 ; NERZ, *Pogg. Ann.*, 1845 ; WEBB, *Fortschritte der Physik*, 1859 ; VALÉRIUS, *Fortschritte der Physik*, 1863 ; DONDERS, *Fortschritte der Physik*, 1868 ; MEYERSTEIN, *Wied. Ann.*, 1877 ; HOPPE, *Pogg. Ann.*, 1876 ; KERBER, *Z. S. für Inst. Akad.*, I, p. 67 ; PSCHEIDL, *Sitzunsberichte der Wiener Akad.*, 1866, et *Beiblätter*, 1887 ; HASSELBERG, *Bulletin de l'Académie des Sciences de Saint-Pétersbourg*, 1888, et *Beiblätter*, 1888 ; LAURENT, *J. de Phys.*, 2e série, t. IV, p. 361 ; 1885.

[2] CORNU, *J. de Phys.*, 1re série, t. VI, p. 276 et 308 ; 1877.

[3] MÉBIUS, *J. de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 511 ; 1890.

usage, c'est-à-dire, d'après la *fig.* 7 se rapportant à un système convergent et la *fig.* 8 se rapportant à un système divergent, la distance d' de la face S' au foyer F', la distance ε' à la face S' de l'image Σ de la face S fournie par le système optique, la distance d de la face d'entrée au foyer F, la distance ε à la face S de l'image de S' fournie par le système.

Les valeurs du carré de la longueur focale se déduisent de l'équation de Newton :

$$d(d' + \varepsilon') = d'(d + \varepsilon) = f^2$$

pour le système convergent ;

$$d(d' - \varepsilon') = d'(d - \varepsilon) = f^2$$

pour le système divergent.

Les grandeurs f, d, d' ainsi déterminées permettent de repérer les foyers et les points nodaux du système optique par rapport aux faces d'entrée et de sortie.

Système optique convergent. — On utilise le système éclairant de la *fig.* 2. — Le collimateur est réglé pour l'infini ; la croisée E des fils du réticule se trouve dans le plan focal de l'objectif. On place le système optique sur le support P, et on l'oriente de façon à diriger le faisceau lumineux qui en émerge vers le miroir plan argenté qu'on a disposé sur la plate-forme H. Cette plate-forme est orientée de façon à renvoyer vers le système optique, l'objectif D et le microscope, la lumière réfléchie par le miroir.

Le microscope vise la croisée des fils du réticule E au travers de la lame inclinée A ; en agissant sur la vis sans fin, on fait monter ou descendre la plate-forme H jusqu'à voir nettement dans le plan de la croisée des fils l'image de cette croisée de fils fournie par les rayons réfléchis en même temps que l'image de quelques grains de poudre de lycopode répandus sur le miroir plan de la plate-forme, ou encore l'image d'une graduation tracée sur ce miroir. La mise au point est facilitée par l'observation simultanée des fils du réticule de l'oculaire du microscope. Le plan du miroir est ainsi amené dans le plan focal du système optique.

La quantité dont il faut soulever la plate-forme pour obtenir le contact du miroir avec la face inférieure du système optique représente la longueur d. On vérifie l'existence du contact, en visant, avec le microscope soulevé à une hauteur convenable, l'image de la

face inférieure du système optique, représentée par une croisée de traits fins tracés à l'encre de Chine et par quelques grains de poudre de lycopode. La position du contact correspond à l'apparition dans le champ de visée et à la mise au point de quelques grains de poudre de lycopode répandus sur le miroir.

Dans le cas où la face inférieure est concave, on obtient le contact en remplaçant le miroir par un palpeur demi-sphérique de petit rayon argenté sur sa surface et fixé à la plate-forme H.

Cette opération une fois faite, on dispose le système optique sur la plate-forme H, le microscope étant le plus éloigné possible de l'objectif D. Tout en laissant le microscope fixe, on détermine la distance ε' des deux positions de cette plate-forme, qui permettent les mises au point successives de la surface S′ et de l'image Σ′ de la surface S fournie par le système optique (les repères de ces surfaces sont éclairés par la lumière réfléchie sur le miroir plan).

On effectue les mêmes opérations après avoir retourné face pour face le système optique. On obtient ainsi les grandeurs d' et ε [1].

Système optique divergent. — On vise avec le microscope dans le plan du diaphragme de l'éclaireur de la *fig.* 3. On dispose le système optique divergent au-dessus de la surface plane réfléchissante qui, dans les expériences précédentes, a servi au réglage du collimateur pour l'infini. La plate-forme H, qui supporte le tout, est orientée de manière à renvoyer à travers le viseur la lumière réfléchie par le miroir plan.

En agissant sur la crémaillère G du collimateur, on éloigne l'objectif D du diaphragme jusqu'à obtenir, dans le plan de ce diaphragme, l'image fournie par les rayons réfléchis du repère tracé sur la face *aa* du prisme éclairant. Il en est ainsi lorsque l'image conjuguée de ce repère fournie par l'objectif D se trouve dans le premier plan focal du système optique étudié. Les rayons provenant de ce point de repère fournissent, en effet, au-delà du

---

[1] En disposant, dans le plan focal de l'objectif D, la graduation sur verre de l'éclaireur *fig.* 2 ou 3, on peut obtenir rapidement et d'une manière approchée la longueur focale d'un système optique. Il suffit de viser, dans le plan focal du système optique, une graduation identique à celle de l'éclaireur. Avec le microscope visant dans le plan du diaphragme, on note les nombres n et n' des divisions qui occupent la même largeur. La longueur focale inconnue x est donnée par la relation $\frac{x}{n} = \frac{f}{n'}$, en fonction de la longueur focale f de l'objectif déterminé une fois pour toutes.

système optique, un faisceau de rayons parallèles qui se réfléchissent sur le miroir plan et donnent un faisceau qui retourne vers la croisée des fils du réticule en suivant la trajectoire des rayons incidents.

La longueur d est celle dont il faut abaisser la plate-forme, le microscope et la lentille collimatrice restant fixes, pour obtenir la mise au point de la face supérieure du système optique marquée d'une croisée de traits fins à l'encre de Chine et de quelques grains de poudre de lycopode. La longueur ε' est la distance qui sépare les mises au point successives des surface supérieures et inférieure du système optique.

En retournant face pour face le système optique et en effectuant les mêmes opérations que précédemment, on obtient les grandeurs d' et ε.

IV. La précision obtenue dans tous les cas est évidemment subordonnée à la perfection des images fournies par le système optique. Elle dépend aussi des valeurs relatives de la longueur focale du collimateur et des grandeurs à mesurer.

Le réglage du collimateur pour l'infini doit être effectué avec soin, en utilisant une surface réfléchissante rigoureusement plane. Chaque cas particulier comporte une discussion. Par exemple, l'erreur ε_2, introduite dans la mesure de la longueur focale F d'un système optique convergent par un défaut de réglage ε_1 du collimateur de longueur focale f, est représentée par :

$$\varepsilon_2 = \frac{F^2}{f^2} \cdot \varepsilon_1$$

Avec l'appareil dont je me suis servi, où $f = 8$ centimètres, deux mesures successives d'un objectif Berthiot après des réglages indépendants ont donné :

$$F = 42^{cm},61 \qquad \text{et} \qquad F = 42^{cm},65.$$

La différence 0,04 comporte une erreur environ vingt-cinq fois plus faible dans le réglage du collimateur. Ce résultat justifie l'emploi de collimateurs interchangeables, à longueurs focales différentes, permettant, dans chaque cas particulier, d'effectuer les mesures dans les meilleures conditions.

RÉFLEXIONS AU SUJET DE L'UNIVERS ET DES LOIS NATURELLES;

Par H. PELLAT.

Les conséquences de la dégradation de l'énergie dans un système isolé, indiquées par lord Kelvin [1] et développées surtout par Helmholtz [2], sont aujourd'hui bien connues et en quelque sorte classiques. Je me permettrai pourtant de les rappeler brièvement pour l'intelligence de ce qui va suivre.

Un système soustrait à toute action extérieure possède une quantité d'énergie invariable; mais la forme de l'énergie se modifie sans cesse par suite des phénomènes, de toute nature, dont le système est le siège. Or ces modifications ne se font pas dans un sens quelconque : elles se font toujours dans le sens où l'entropie du système augmente, et tendent à rapprocher le système d'un état final où toute l'énergie se trouve sous forme de chaleur sur des corps à même température, où aucune transformation d'énergie et, par conséquent, aucun phénomène perceptible ne peut plus se produire.

Appliquées à l'Univers, considéré comme un vaste système, mais fini en matière et, par conséquent, en énergie, sur lequel rien n'agit, puisque, par définition, rien ne lui est extérieur dans le monde matériel, ces considérations font prévoir la fin du monde vivant, dans le sens habituel du mot.

Mais, au lieu de développer les conséquences de la dégradation de l'énergie en regardant ce qui arrivera dans les âges futurs, reportons notre pensée sur ce qui a eu lieu dans le passé en considérant toujours l'Univers comme fini en matière et en énergie.

Puisque, en suivant le cours des temps, l'énergie est de moins en moins différenciée et l'entropie de plus en plus grande, en remontant le cours des temps nous trouvons l'énergie de plus en plus différenciée et l'entropie de plus en plus faible dans l'Univers. Mais la différenciation de l'énergie, ou la diminution de l'entropie, a une limite; car, dans un système fini, l'énergie ne peut être indéfiniment différenciée, l'entropie ne peut décroître au-delà de toute limite. Désignons par α l'époque à laquelle l'entropie avait sa valeur minimum,

[1] *On a universal Tendency in Nature to the dissipation of mechanical Energy* (*Phil. Mag.*, 4e série, vol. IV, p. 304; 1852).

[2] *Ueber die Wechselwirkung der Naturkräfte* (Königsberg, 1854).

et remarquons tout de suite que cette époque α ne peut être infiniment éloignée de nos jours, car il faudrait pour cela que la vitesse de dégradation de l'énergie ou d'augmentation de l'entropie tendît vers zéro à mesure que nous considérons des époques plus éloignées dans le passé ; or, bien au contraire, la vitesse de dégradation de l'énergie ne peut aller qu'en augmentant, en moyenne, par le fait même que les énergies sont plus différenciées (plus les températures sont différentes, plus est rapide le passage d'une quantité de chaleur d'un corps à l'autre ; plus l'énergie cinétique est considérable, plus est grande la transformation de cette énergie en chaleur par les frottements ou les chocs, etc.). Nous reviendrons pourtant sur ce point un peu plus loin. Dès lors nous aboutissons à une impasse ; car, avant cette époque α que se passait-il ? D'une part, la loi de la dégradation de l'énergie veut que la différenciation de l'énergie soit plus grande qu'à l'époque α, c'est-à-dire que l'entropie soit moindre; d'autre part, c'est impossible, puisqu'à l'époque α la différenciation de l'énergie était maximum, l'entropie minimum. Nous ne pouvons sortir de cette impasse qu'en admettant : soit, qu'avant l'époque α la loi de la dégradation de l'énergie n'existait pas, c'est-à-dire que les lois naturelles ont été modifiées, ce qui équivaut à une création ; soit que l'Univers est indéfini en matière et en énergie, puisque notre raisonnement ne s'applique qu'à un Univers fini.

Je crois bon maintenant de revenir sur la vitesse de variation de l'entropie. Nous connaissons des systèmes très riches en énergie chimique, qui pourtant nous semblent rester indéfiniment dans le même état, tant qu'une petite quantité de chaleur venue de l'extérieur ou un choc ne détermine les réactions chimiques et le commencement des transformations de l'énergie, tel un baril de poudre, telle une torpille chargée. Peut-on, pour échapper aux conclusions indiquées ci-dessus, imaginer que l'Univers a été primitivement constitué par quelque chose d'analogue à ces systèmes, qu'il est resté endormi pendant une éternité jusqu'à ce qu'un choc, à une époque séparée de nos jours par un temps fini, ait déterminé le commencement de la série de transformations que nous observons aujourd'hui ? Il faudrait, au moins, imaginer plusieurs systèmes de ce genre doués de mouvement et, pour que le choc ne se produise qu'au bout d'un temps infini, il faudrait imaginer que primitivement plusieurs de ces systèmes étaient à une distance infinie les uns des autres. En outre, pour que la probabilité d'un choc, dans ces conditions, ne soit

pas infiniment faible, il faut encore admettre que ces systèmes étaient en nombre infini et remplissaient un espace infini. Nous sommes ainsi ramenés aux conclusions indiquées ci-dessus.

En résumé, pour l'Univers, l'infini dans le temps entraîne l'infini dans l'espace; si l'Univers est fini en matière et en énergie, il a été créé ou, du moins, les lois dites naturelles ont été modifiées à une époque séparée de nos jours par un temps fini.

SUR LES CHALEURS SPÉCIFIQUES DES ALLIAGES;

Par D. MAZZOTTO.

M. van Aubel, dans une note insérée dans ce *Journal* (1), discute les résultats que plusieurs expérimentateurs ont obtenus en étudiant la chaleur spécifique des alliages, dans le but d'apprendre dans quels cas et jusqu'à quel point on peut la déduire de la chaleur spécifique des métaux composants, en appliquant la règle des mélanges.

Dans cette étude, il a constaté le désaccord entre la valeur :

0,0354 entre 5° et 50°

que j'avais trouvée (2) pour la chaleur spécifique de l'alliage Lipowitz à l'état solide et les valeurs :

0,0634	à	28°
0,0554	à	50°
0,0625	à	90°

que M. W. Spring avait précédemment trouvées pour le même alliage (3). Après avoir observé que la valeur que j'avais trouvée est bien plus d'accord que les autres avec celle que l'on déduit de la règle des mélanges, M. van Aubel s'étonne du désaccord des expressions de M. Spring et des miennes.

En discutant ces valeurs, j'ai retenu que la chaleur spécifique nor-

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 493; 1900.

(2) *Sulle calorie di scaldamento e di fusione delle legte facilimente fusibili* (*Atti dell e R. Accademia delle Scienze di Torino*, vol. XVII, p. 111; 1801).

(3) *Sur la dilatation et la chaleur spécifique des alliages fusibles* (*Bulletin de l'Académie des Sciences de Belgique*, 2e série, t. XXXIX, p. 548; 1875).

male de l'alliage est la valeur 0,0354, qui est la valeur moyenne des nombres de la dernière colonne, et qui ne diffère pas beaucoup de celle que donnerait la règle des mélanges.

Les valeurs de la deuxième colonne sont toutes supérieures à cette valeur; toutefois leur accroissement rapide jusqu'à la température 30°-25° et leur diminution successive jusqu'à ce qu'elles aient atteint à peu près la valeur normale indiquent, avec certitude, que le refroidissement de l'alliage entre 60° et 5° est accompagné d'une modification moléculaire développant de la chaleur pendant tout cet intervalle de température, avec développement *maximum* entre 20° et 25°. Les vitesses de refroidissement pour les intervalles de température comprises dans ces limites ont diminué par conséquent, et les chaleurs spécifiques calculées sur ces vitesses sont trop grandes.

L'accord des valeurs de la quatrième colonne indique, d'ailleurs, que le refroidissement n'est troublé en pareil cas par aucun développement de chaleur normal (cela indique que la modification moléculaire qui retarde le refroidissement dans le premier cas, ne se produit pas en sens contraire par le simple échauffement au-dessous du point de fusion, même s'il était prolongé, comme dans mes expériences, pendant longtemps (14 heures); dans le refroidissement qui suit, l'alliage présente par conséquent sa chaleur spécifique normale).

M. Spring a déterminé la vitesse de refroidissement en portant toujours d'abord l'alliage à l'état liquide; c'est ce qui explique pourquoi il a obtenu pour la chaleur spécifique les valeurs élevées et discordantes citées par M. van Aubel.

La raison de ce désaccord apparent se trouve exposée dans mon Mémoire original.

On y relève, en effet, qu'en déterminant, par la méthode du refroidissement, la chaleur spécifique de l'alliage de Lipowitz et d'autres semblables, on peut obtenir, entre le même intervalle de température, soit des valeurs élevées analogues à celles qu'a trouvées M. Spring, soit la valeur beaucoup plus basse que j'admets comme étant la vraie valeur spécifique de l'alliage, et cela suivant la manière dont on opère.

On obtient les valeurs élevées lorsqu'on soumet l'alliage au refroidissement après qu'on lui a fait dépasser le point de fusion, et l'on obtient la valeur basse lorsqu'on laisse refroidir l'alliage qu'on a maintenu, même pendant longtemps, à température toujours inférieure à celle de fusion.

Je rapporte les valeurs suivantes tirées des tables du Mémoire original :

Alliage de Lipowitz. — Point de fusion 66°, 8.

Chauffé au-dessus du point de fusion.		Chauffé au-dessous du point de fusion.	
Intervalles de température.	Chaleur spécifique.	Intervalles de température.	Chaleur spécifique.
60° — 45°	0,0446	—	—
45 — 35	0,0504	50° — 30°	0,0359
35 — 30	0,0697		
30 — 25	0,2408	30 — 20	0,0352
25 — 20	0,0869		
20 — 15	0,0476	20 — 15	0,0357
15 — 10	0,0384	15 — 10	0,0351
10 — 5	0,0374	10 — 5	0,0353
Page 125 du Mémoire et page 17 des extraits.		Page 129 du Mémoire et page 21 des extraits.	

M. Spring admet lui-même que, pendant le refroidissement, il se produit un travail intérieur qui rend si élevées les chaleurs spécifiques.

Des faits analogues à ceux que présente l'alliage de Lipowitz se présentent aussi pour ceux de Wood, Rose et Darcet, que j'ai aussi étudiés ; je dirai même que, pour ces deux derniers alliages, la chaleur développée par le fait du changement moléculaire non seulement ralentit le refroidissement de l'alliage solidifié, mais qu'elle l'arrête et même réchauffe l'alliage.

CANTONE et SOZZANI. — Nuove ricerche intorno alla deformazione dei condensatori (Nouvelles recherches sur les déformations des condensateurs). — *R. C. del R. Istituto Lombardo*, série 2, vol. XXXIII ; 1900; *Nuovo Cimento*, série 4, t. XII, p. 155 ; octobre 1900.

But de la recherche.

Dans un mémoire publié l'année dernière[1], j'ai montré que les formules qui donnent les déformations du diélectrique d'un conden-

---

[1] SACERDOTE, *Recherches théoriques sur les déformations électriques des diélectriques solides isotropes* (*Ann. de Phys. et Chim.*, 7e série, t. XX, p. 289-377 ; juillet 1900 ; Résumé au *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 457-531 ; 1899).

sateur cylindrique sont [1] :

$$(1) \quad \frac{\Delta L}{L} = (a + k_1)\frac{KV^2}{8\pi\delta^2},$$

$$(2) \quad \frac{\Delta U_0}{U_0} = \left[3(a + k_1) + \frac{\delta}{R_0}[2a(1+\mu) + k_1 - k_2]\right]\frac{KV^2}{8\pi\delta^2}.$$

$$(3) \quad \frac{\Delta U_1}{U_1} = \left[3(a + k_1) - \frac{\delta}{R_0}[2a(1+\mu) + k_1 - k_2]\right]\frac{KV^2}{8\pi\delta^2}.$$

Si l'on détermine expérimentalement les dimensions d'un condensateur (longueur L, volume interne U_0, volume externe U_1, épaisseur de paroi δ, rayon interne R_0) *les coefficients élastiques* (a égal à l'inverse du module d'élasticité, coefficient de Poisson μ) et la *constante diélectrique* (K) de la substance qui constitue son diélectrique, et enfin les *déformations* (ΔL, ΔU_0, ΔU_1) que subit ce condensateur lorsqu'on le charge à un potentiel V, l'inspection des formules (1), (2) (3) montre alors immédiatement qu'*elles permettent de calculer les coefficients k_1* [2] et k_2, qui représentent ce que j'ai appelé les coefficients de variation de la constante diélectrique par traction normale et par traction parallèle aux lignes de force : tel est le but des expériences de MM. Cantone et Sozzani.

Pour la détermination de k_1 et k_2, deux équations suffisent : on a donc le choix entre deux méthodes :

Première méthode : Déterminer l'allongement ΔL et l'accroissement de volume interne ou externe (ΔU_0 ou ΔU_1) du condensateur.

Deuxième méthode : Déterminer les accroissements de volume interne et externe (ΔU_0 et ΔU_1) du condensateur.

La seconde méthode est préférable à la première au point de vue de la détermination du coefficient k_2, car on ne réussit jamais à

---

[1] Ces formules sont relatives au cas où $\frac{\delta}{R_0}$ est assez petit pour que les puissances de $\frac{\delta}{R_0}$ supérieures à la première soient négligeables; remarquons que si $\frac{\delta}{R_0}$ lui-même était négligeable les trois équations (1), (2), (3) se réduiraient à une seule :

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{3}\frac{\Delta U_0}{U_0} = \frac{1}{3}\frac{\Delta U_1}{U_1} = (a + k_1)\frac{KV^2}{8\pi\delta^2}.$$

[2] La détermination de ΔL suffirait à elle seule pour le calcul de k_1 ; M. Cantone avait fait, en 1888, une première série de mesures sur l'allongement des condensateurs cylindriques ; j'ai montré ailleurs (SACERDOTE, *loc. cit.*, p. 369-372) que, de ces mesures, on déduisait, d'après (1), que le coefficient k_1 est positif et de l'ordre de 10^{-12} C. G. S.

trouver, pour la construction des condensateurs, des cannes de verre à axe parfaitement rectiligne, ni d'épaisseur rigoureusement constante : les perturbations qui en résultent affectent ΔU_0 et ΔU_1 dans la même proportion, tandis qu'elles peuvent altérer notablement leur rapport avec ΔL, au point de masquer l'effet des termes en $\frac{\delta}{R_0}$.

MM. Cantone et Sozzani ont donc adopté la deuxième méthode, mais après avoir vérifié par l'expérience que, selon les prévisions, la première méthode donne, pour k_2, des résultats beaucoup moins concordants.

Appareil. — Expériences (1).

Condensateur. — Un tube de verre convenablement choisi est fermé à ses deux extrémités par des calottes de forme hémisphérique et d'épaisseur uniforme; la calotte supérieure est terminée par un petit tube dans lequel on peut adapter, au moyen d'un bouchon de caoutchouc, un tube capillaire soigneusement calibré (le même dans toutes les expériences). On argente le tube extérieurement (armature externe) et on le remplit d'eau (armature interne); on a ainsi un *thermomètre-condensateur*. Pour charger ce condensateur, l'armature externe étant au sol, on relie l'interne à une machine électrique et à une dérivation dans laquelle se trouve un micromètre à étincelles pour la mesure des potentiels de charge (2 à 10 millimètres d'étincelles).

La *mesure des variations de longueur* se fait par le déplacement de franges d'interférences produites avec la lumière du sodium entre deux lames, l'une fixée à l'extrémité inférieure du condensateur, l'autre portée par un tube coaxial du premier et lié à lui à la partie supérieure.

Les *variations de volume interne* sont données par les déplacement du niveau du liquide dans le tube capillaire; on observe ce déplacement au moyen d'un microscope à oculaire micrométrique,

(1) L'appareil et la conduite générale des expériences étant très analogues à ceux adoptés par M. Cantone dans ses premières recherches (*Ricerche intorno alla deformazione dei condensatori*, *R. C. della R. Acc. dei Lincei*, vol. IV, 1er sem., avril 1888), les auteurs prient de se reporter à ces mémoires pour tous les détails.

qui permet d'apprécier un changement de niveau de $\frac{1}{250}$ de millimètre, c'est-à-dire d'obtenir $\frac{U_0}{\Delta U_0}$ à 2×10^{-8} près.

Dans ces expériences, le thermomètre condensateur est protégé contre le rayonnement extérieur par des écrans et par une enveloppe en bois à double paroi ; en outre, la température de la salle est rendue très constante au moyen d'un fourneau, et on a soin de ne commencer les lectures que deux heures au moins après que la température est devenue constante et, en tous cas, jamais avant que les positions du niveau dans les tubes capillaires et des franges par rapport à leurs repères soient devenues invariables.

La *mesure des variations de volume externe* est effectuée en enfermant le thermomètre condensateur dans un réservoir cylindrique en verre rempli d'eau privée d'air par ébullition et en prenant beaucoup de précautions pour éviter la présence des bulles d'air adhérentes aux parois ; ce réservoir est muni d'un tube capillaire dans lequel les variations du niveau de l'eau indiqueront les variations de volume externe du thermomètre condensateur. Le tout étant placé dans la glace fondante pour maintenir la température parfaitement constante.

Les *dimensions des condensateurs* se déterminent facilement par mesure directe et par l'emploi de la méthode hydrostatique; pour les treize condensateurs employés par MM. Cantone et Sozzani, la longueur variait de $66^{cm},79$ à $78^{cm},65$, le rayon interne de $0^{cm},422$ à $0^{cm},914$ et l'épaisseur de paroi de $0^{cm},045$ à $0^{cm},206$.

Les *coefficients élastiques* (E. μ) furent obtenus en mesurant pour chaque condensateur :

1° La diminution de volume interne δU_0 produite par une pression externe P_1 ;

2° L'augmentation de longueur δL (mesuré par l'emploi des franges d'interférences), produite par une pression interne P_0.

Si nous représentons par γ l'expression $\left(\frac{\frac{\delta U_0}{U_0 P_1}}{\frac{\delta L}{L P_0}}\right)$, nous aurons :

$$\mu = \frac{\gamma \frac{R_0^2}{R_1^2} - 5}{2\gamma \frac{R_0^2}{R_1^2} - 4}, \qquad E = \frac{1 - 2\mu}{\frac{\delta L}{L P_0}} \frac{R_0^2}{R_1^2 - R_0^2}.$$

Enfin, pour déterminer la constante diélectrique, il suffit de mesurer la capacité électrique du condensateur, puisque nous en connaissons déjà les dimensions; cette capacité électrique est obtenue par comparaison avec celle d'un condensateur à air (de forme géométrique et de dimensions connues), comparaison qui était faite au moyen d'un bon électromètre à quadrants de Villari : on prenait toutes les précautions pour éviter toute déperdition électrique aussi bien par le condensateur et l'électromètre que par le commutateur.

Résultats[1].

MM. Cantone et Sozzani ont opéré sur treize condensateurs, dont chacun a été l'objet de plusieurs séries d'expériences, qui toutes ont donné des résultats bien concordants.

Dans toutes les expériences, la proportionnalité de la déformation au carré du potentiel s'est trouvée très bien vérifiée, et les petits écarts inévitables entre les résultats expérimentaux et la loi ne présentaient rien de systématique; ils étaient tantôt d'un signe, tantôt d'un autre; l'accord était encore meilleur pour les résultats obtenus par la deuxième méthode, probablement parce que la glace fondante réalise mieux une température constante.

Calcul du coefficient k_1. — Les variations de longueur obtenues dans la première méthode permettent de calculer k_1 d'après la formule (1) :

$$(1)' \qquad k_1 = \frac{\Delta L}{L} \cdot \frac{8\pi\delta^2}{KV^2} - a.$$

Les variations de volume interne et externe, mesurées dans la deuxième méthode, permettent également d'obtenir k_1, au moyen de la formule suivante déduite de (2) (3) par addition :

$$k_1 = \frac{1}{6}\left[\frac{\Delta U_0}{V_0} + \frac{\Delta U_1}{U_1}\right]\frac{8\pi\delta^2}{KV^2} - a$$

---

(1) *Les résultats numériques* (et la conclusion qui en dérive) *qui sont contenus dans ce paragraphe diffèrent notablement de ceux que l'on trouvera dans le mémoire original de MM. Cantone et Sozzani; la divergence est due à quelques erreurs de calcul et de transcription; — c'est d'accord avec les auteurs que je fais ici les rectifications nécessaires; il est donc entendu que les véritables résultats sont ceux contenus dans la présente analyse.*

La table qui se trouve un peu plus loin contient les valeurs de k_1 obtenues par les deux procédés : on voit que celles qui proviennent du deuxième sont, en général, un peu plus petites que celles obtenues par le premier.

La conclusion à tirer de ces nombres est que :

La constante diélectrique du verre augmente par une traction perpendiculaire aux lignes de force (k_1 positif et de l'ordre de quelques unités 10^{-12} C. G. S.) (1)(2).

Calcul du coefficient k_2. — Comme nous l'avons dit au début, la première méthode ne se prêterait que très mal à la détermination de k_2.

On pourrait procéder à cette détermination d'après les résultats de la deuxième méthode, en employant l'une des formules (2) ou (3), dans lesquelles tout est maintenant connu, sauf k_2 ; mais les résultats obtenus seraient un peu illusoires, car les incertitudes inévitables sur les nombres expérimentaux prennent ici une grande importance, par suite de la petitesse du coefficient $\left(\frac{\delta}{R_0}\right)$.

MM. Cantone et Sozzani préfèrent opérer de la façon suivante :

Retranchons (3) de (2), il vient :

$$(4)\qquad \frac{2\delta}{R_0}[2a(1+\mu)+k_1-k_2]=\frac{8\pi\delta^2}{KV^2}\left[\frac{\Delta U_0}{U_0}-\frac{\Delta U_1}{U_1}\right].$$

Désignons le deuxième membre par ε : il est entièrement connu par l'expérience ; puis, calculons les valeurs $(\varepsilon_1\varepsilon_2)$ que prend le premier membre quand on y introduit successivement les deux hypothèses $k_2 = k_1$ et $k_2 = 0$; et voyons enfin quel est celui des deux systèmes des valeurs calculées (ε_1 et ε_2), qui se rapproche le plus des valeurs de ε observées.

---

(1) Ce résultat vient confirmer la prévision : « k_1 positif et de l'ordre de 10^{-12} C. G. S. » que j'avais déduite (SACERDOTE, *loc. cit.*, p. 372) de ma formule (1) et des premières expériences de M. Cantone (1888) sur l'allongement des condensateurs.

(2) Les essais de détermination expérimentale du coefficient k_1 tentés jusqu'à présent ont tous donné des résultats contradictoires, comme grandeur et même comme signe. Voir à ce sujet (SACERDOTE, *loc. cit.*, p. 374) et CORBINO, *Sulle conseguenze del Principio della Conservazione dell elettricita* (*Nuovo Cimento*, t. XI, p. 136 ; fév. 1900) ; ERCOLINI, *Variazione della Costante dielettrica del Vetro per la trazione meccanica* (*Nuovo Cimento*, t. XII, p. 77-90 ; août 1900).

Numéro du condensateur.	Valeurs de k_1		ε observés.	ε_2 calculés pour $k_2 = o$.	ε_1 calculés pour $k_2 = k_1$.
	Première méthode.	Deuxième méthode.			
3	$3{,}11 \times 10^{-12}$	2,72	$5{,}59 \times 10^{-12}$	4,11	2,36
5	2,65	3,88	7,27	6,83	3,34
6	1,86	»	»	»	»
8	4,42	2,62	0	0,92	0,54
9	3,80	»	»	»	»
11	3,45	»	»	»	»
12	2,53	2,13	2,20	2,25	1,44
15	3,09	2,38	2,97	3,10	1,86
17	2,66	2,29	0,44	0,83	0,52
18	1,82	»	»	»	»
19	2,05	2,00	1,41	1,02	0,66
20	3,62	1,95	1,95	1,56	1,06
21	4,18	2,10	3,85	1,69	1,04

La table ci-contre montre que les ε observés coïncident assez bien avec ceux calculés dans l'hypothèse $k_2 = o$, et en tous cas beaucoup mieux qu'avec ceux calculés dans l'hypothèse $k_2 = k_1$. Mais k_2 n'entrant dans les formules que multiplié par le coefficient $\frac{\delta}{R_0}$ toujours petit, toute conclusion relative à k_2 tirée, d'expériences aussi délicates, serait toujours un peu hasardée : nous nous contenterons donc de conclure sur ce point que :

Une traction parallèle aux lignes de force ne semble produire sur la constante diélectrique du verre qu'une modification, sinon négligeable, en tous cas moindre que celle qui résulte d'une traction normale aux lignes de force.

P. Sacerdote.

DVORAK. — Expérience de cours sur la capillarité, etc. (*Physikalische Zeitschrift*, t. II; 1901).

Expérience de cours sur la capillarité. — Dans un petit tube (de 13 millimètres de diamètre environ) terminé par une pointe très courte, fine ($0^{mm},5$) et à parois minces, un liquide restera soutenu par la tension superficielle, et la hauteur occupée par le liquide variera avec cette tension; elle est plus grande, par exemple, pour l'eau que pour l'alcool : le tube contenant de l'eau, on provoque la formation de gouttes en amenant sous le tube un verre plein d'éther; l'écoulement cesse quand on éloigne le verre. L'expérience peut être facilement projetée.

Moyen de percer de minces sphères de verre. — On chauffe au blanc, dans une flamme de chalumeau, une pointe taillée dans un charbon à lumière de 4 millimètres de diamètre environ, et on la presse doucement, en tournant légèrement, contre la paroi de verre maintenue près de la flamme.

Expériences sur la toupie gyroscopique. — On peut obtenir soit le mouvement de nutation seul, soit le mouvement de précession seul, en remplaçant la pointe de la toupie par une tige à oreille permettant de la suspendre à un crochet fixe, à un fil, ou à un crochet tenu à la main (la poulie est suspendue obliquement, après avoir été mise en rotation). Dans le premier cas, la nutation se produit seule si la tige est à peu près deux fois plus longue que la toupie ; avec une tige plus courte (0,6 de la toupie environ), il faut amortir la vitesse de rotation. Dans le second cas, la suspension amortit rapidement la nutation ; avec la tige courte, il ne reste que la précession ; avec la tige longue, l'axe se place verticalement.

On peut utiliser, comme pendule conique, la toupie munie de sa longue tige ; on donne le mouvement à la main, la toupie ne tournant pas, puis on l'abandonne ; elle se met à tourner, et l'axe prend le mouvement de précession (si on détermine ce mouvement à la main), la durée d'oscillation est alors extrêmement longue, comme si la pesanteur était très affaiblie. Avec la tige courte, on peut déterminer un mouvement de précession inverse et très rapide ; en lançant rapidement l'axe en sens inverse de la précession et l'abandonnant ; tout se passe comme si la pesanteur était augmentée (durée d'oscillation du pendule simple conique) :

$$\left(t = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}\cos\alpha}\right).$$

Les expériences sont assez difficiles, et l'extrémité de l'axe décrit non des cercles, mais des courbes analogues.

P. Lugol.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. IV, n° 1, 1901.

W. KONIG. — Doppelbrung in transversal schwingenden Glasplatten (Double réfraction des plaques de verre vibrant transversalement). — P. 1-40.

Il y avait intérêt à comparer les phénomènes de biréfringence qui apparaissent aux nœuds et aux ventres de vibration d'une plaque de verre, dont l'une des extrémités est fixe et l'autre libre, parce qu'on peut ainsi différencier deux causes productrices de la double réfraction : la déformation élastique de la substance aux nœuds, la courbure de la plaque aux ventres. La plaque de verre avait 70 centimètres de longueur, 7 centimètres de largeur et 7 millimètres d'épaisseur; polie sur la face étroite et longue, elle était observée dans le sens de la largeur entre deux nicols. Comme la biréfringence aux ventres et aux nœuds subissait des variations de même période que le mouvement vibratoire actionnant la plaque de verre, les apparences étaient photographiées. La plaque sensible, entraînée dans le mouvement d'un pendule de 2 mètres de longueur, décrit par M. Klinkert [1], était soumise à l'action du faisceau lumineux convenablement diaphragmé à l'aide d'une fente. La double réfraction qui apparaît aux ventres est due à la courbure de la plaque; elle a ses directions principales suivant la longueur de la plaque et suivant la direction perpendiculaire. Aux nœuds apparait une double réfraction qui est due à la tension résultant du mouvement vibratoire et qui a ses axes à 45° de la longueur de la plaque. Les résultats qualitatifs et quantitatifs obtenus dans ces expériences sont d'accord avec la théorie que l'auteur développe en s'appuyant sur les équations bien connues du mouvement des plaques, et sur les données expérimentales reliant la déformation du verre à la biréfringence [2].

R. Dongier.

---

(1) *Wied. Ann.*, 65, p. 851; 1898.

(2) Wertheim, *Ann. de Ch. et Phys.*, [3], 40, p. 156; 1854; — E. Mach, *Optisch Versuche*, p. 16; Prague, 1873; — P. Pockels, *Wied. Ann.*, [37], p. 390; — De Saint-Venant, *Journal de Liouville*, [2], t. 1, p. 89; 1856.

Victor HENSEN. — Darstellung der Lamellentöne (Production de sons par des lamelles gazeuses). — P. 41-59.

Quand on dirige une lame d'air froid, issue d'une fente, normalement à la flamme d'un bec de gaz papillon, on obtient un son intense qui ressemble à un cri. L'auteur a déjà signalé ces flammes bruyantes (1). Dans son mémoire actuel, il en donne un grand nombre de photographies, obtenues en analysant ces flammes au moyen d'un diapason à l'unisson. Les images, réfléchies sur un miroir porté par le diapason, montrent des flammes diversement contournées ou tordues. On peut faire varier dans des limites assez larges la vitesse du courant de gaz ou du courant d'air sans que le son change sensiblement de hauteur, bien que les ondes, révélées par l'analyse, changent de longueur. De même, quand on souffle plus ou moins fort sur une sirène de Seebeck animée d'un mouvement de rotation de vitesse déterminée, la hauteur du son ne change pas, bien que la distance des ondes d'air successives émises par les trous varie proportionnellement à la vitesse du courant d'air.

E. Bouty.

R. ZSIGMONDY. — Ueber die Absorption des Lichtes in Farbgläsern (Sur l'absorption de la lumière dans les verres colorés). — P. 60-71.

La composition et la nature de l'oxyde colorant ne sont pas seuls à influer sur le spectre d'absorption d'un verre coloré : le mode de fabrication n'est pas sans intervenir, et il est nécessaire de le définir avec précision pour chaque échantillon. Les substances sont fondues à la flamme oxydante, mélangées par agitation, puis versées dans un moule où elles se refroidissent très lentement. Découpées et taillées en lames polies, elles sont observées avec le spectrophotomètre de Glan dans la partie lumineuse du spectre jusqu'à la longueur d'onde 0μ,450. Au delà et dans le violet, les mesures sont effectuées avec l'appareil de Pulfrich (2).

Les investigations ont porté sur des verres de composition différente :

Na^2O3SiO^2, K^2O3SiO^2, $Na^2OCaO5SiO^2$, $K^2OCaO5SiO^2$, $Na^2OPbO5SiO^2$, $K^2OPbO5SiO^2$, $Na^2OZnO5SiO^2$, $Na^2B^4O^7$, B^2O^3, $PbOSiO^2$,

(1) *Drude's Annalen*, t. II, p. 219 ; 1900.

(2) R. Pulfrich, *Zeitsch. für Instrumentenk.*, 1898, p. 381.

qu'on a additionnées dans des proportions variant entre 1 et 3 0/0, de l'un des oxydes de chrome, ou de cuivre, ou de cobalt, ou de nickel, ou de manganèse, ou de fer, ou d'uranium. Les résultats sont représentés graphiquement en fonction de la longueur d'onde.

Les propriétés absorbantes changent d'un verre à l'autre pour un même oxyde colorant, et avec les différents oxydes pour un même verre coloré.

R. Dongier.

SUNDELL et TALLQVIST. — Ueber das Decrement elektrischer Schwingungen bei der Ladung von Condensatoren (Sur le décrément des oscillations électriques dans la charge des condensateurs). — P. 72-98.

Les auteurs étudient théoriquement ces oscillations et portent leur attention principalement sur le calcul du décrément, dont la valeur théorique a été jusqu'ici l'objet de très peu de vérifications expérimentales, peu satisfaisantes d'ailleurs. Si on suppose que la capacité soit fonction du temps, cette variation en entraîne une du décrément; par exemple, si la capacité, au lieu d'avoir une valeur constante C_0, varie proportionnellement au temps, $C = C_0 + ht$, le décrément éprouve une augmentation $\frac{hT}{2C_m}$, C_m étant la valeur de C pendant la variation. Cette influence se fait sentir lorsque le condensateur, comme c'est le cas en général, ne prend pas immédiatement sa charge totale, et les auteurs montrent comment on peut en tenir compte.

Si on désigne par R la résistance du circuit, le décrément α se présente sous la forme :

$$\alpha = a + bR, \quad \text{où} \quad a = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \quad \text{et} \quad b = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{C}{L}},$$

où L représente la self-induction, C la capacité, R_1 la résistance de l'isolant de la bobine d'induction, et R_2 celle de l'isolant du condensateur.

On peut déterminer a et b avec précision, et les auteurs montrent que ces déterminations concordent bien avec les formules théoriques; on peut donc utiliser cette méthode pour mesurer les quantités qui

figurent dans a et b; on peut joindre à ces formules la relation connue :

$$T = 2\pi \sqrt{LC}.$$

Ch. Maurain.

L. HOLBORN und A. DAY. — Ueber den Schmelzpunkt des Goldes (Sur le point de fusion de l'or). — P. 99-103.

MM. Holborn et Day ont employé le thermomètre à air, à mesurer les points de fusion de divers métaux entre 300° et 1.100°. Ils se sont servi dans leurs expériences de 450 grammes d'or dont la pureté a été vérifiée avec le plus grand soin.

La moyenne des déterminations leur a donné la température de 1.063°,9.

L. Marchis.

L. HOLBORN und A. DAY. — Ueber die Ausdehnung einiger Metalle in hoher temperatur (Dilatation de quelques métaux à haute température). — P. 104-122.

Les auteurs ont étudié la dilatation jusqu'à 1.000° du platine, du palladium et du nickel; l'argent a été étudié jusqu'à la température de son point de fusion, le constantan jusqu'à 500°; enfin une sorte de fer et d'acier a été étudiée jusqu'à 750°.

A ces hautes températures, il est impossible d'avoir un long barreau à une même température en tous ses points; il faut donc, ou bien opérer sur des barreaux très courts, ce qui diminue l'exactitude des mesures, ou bien renoncer à l'uniformité des températures, placer le barreau transversalement dans un fourneau, tracer des repères sur les extrémités maintenues à basse température et mesurer la distance de ces repères. Dans ce dernier cas, on mesure la température moyenne du barreau au moyen d'un thermomètre à air ou par la méthode des résistances électriques. Ce mode d'expérimentation a l'inconvénient de ne pas donner nettement la loi de dilatation en fonction de la température.

C'est cette dernière méthode qu'ont employée MM. Holborn et A. Day, qui ont opéré sur des barreaux de $0^{m},5$, chauffés électriquement dans un tube en porcelaine.

Entre 0° et 1.000°, les auteurs représentent par les formules suivantes la dilatation de l'unité de longueur.

Platine	$\lambda = (\ 8868t + 1{,}324t^2)\ 10^{-9}$
Palladium	$\lambda = (11670t + 2{,}187t^2)\ 10^{-9}$
Platine iridié (20 0/0 iridium)	$\lambda = (\ 8198t + 1{,}418t^2)\ 10^{-9}$
Argent (entre 0° et 900°)	$\lambda = (18270t + 4{,}793t^2)\ 10^{-9}$
Nickel (entre 0° et 1000°)	$\lambda = (13460t + 3{,}315t^2)\ 10^{-9}$
Constantane (entre 0° et 500°)	$\lambda = (14810t + 4{,}024t^2)\ 10^{-9}$
Fer de forge (entre 0° et 750°)	$\lambda = (11705t + 5{,}254t^2)\ 10^{-9}$
Acier (entre 0° et 750°) (Riche en carbone)	$\lambda = (\ 9173t + 8{,}336t^2)\ 10^{-9}$

L. Marchis.

W. JAEGER. — Ueber die Unregelmässigkeiten Weston'scher Cadmium elemente mit 14,3 0/0 Amalgam in der Nähe von 0° (Sur les irrégularités dans le voisinage de 0° de l'élément Weston au cadmium avec 14,3 0/0 d'amalgame).

L'auteur propose pour la force électromotrice de l'élément considéré la formule suivante :

$$E_t = E_{20} - 0{,}000038\ (t - 20) - 0{,}00000065\ (t - 20)^2.$$

dans laquelle E_t et E_{20} sont exprimés en millivolts.

K.-R. JOHNSON. — Beiträge zur Knentnis der Vorgänge in Inductionsapparaten (Contribution à l'étude des propriétés des appareils d'induction). — P. 137-164.

L'auteur continue l'étude théorique des phénomènes qui se passent dans le circuit secondaire [1]. Il s'occupe du courant induit par la fermeture du circuit primaire, puis de l'étude des deux courants induits (correspondant à la rupture et à la fermeture), au moyen d'un galvanomètre ou d'un électrodynamomètre ; un galvanomètre donne la même indication pour l'un ou l'autre ; un électrodynamomètre donne une déviation plus grande pour le courant correspondant à la rupture. Puis l'auteur examine le cas où un condensateur est en dérivation sur un micromètre à étincelles placé sur le secondaire.

Ch. Maurain.

---

[1] K.-R. Johnson, *Drude's Ann. d Physik*, t. III, p. 439, 461 et 744; 1900. — *J. de Ph.*, [3], t. IX, p. 416, 548, 665 ; 1900.

H. HULSHOF. — Sur la tension superficielle. — P. 165-186.

L'auteur imagine un liquide homogène surmonté de vapeur saturante ; il suppose la surface libre horizontale et admet que la densité varie continuement dans la couche terminale depuis celle du liquide jusqu'à celle de la vapeur. Il se propose de montrer qu'en adoptant les hypothèses sur lesquelles est établie l'*équation d'état* de Van der Waals on arrive à démontrer l'existence d'une tension superficielle. La théorie développée ici par l'auteur est une théorie thermodynamique de la capillarité, analogue à celle que Van der Waals a développée dans diverses publications (notamment dans les *Archives Néerlandaises*, t. XXVIII) ; les notations et certaines méthodes de Van der Waals sont reprises.

L'essentiel du mémoire est le calcul de la *pression moléculaire* résultant de l'attraction mutuelle des particules. M. Hulshof conduit ce calcul comme Van der Waals le sien dans la détermination de l'énergie potentielle. Il montre que cette pression, pour un élément de surface pris dans la couche superficielle, dépend de l'orientation de l'élément ; la direction parallèle à la surface libre et la direction perpendiculaire ne sont pas équivalentes à ce point de vue. Il en résulte que la surface limite doit tendre à se *contracter* avec une force qui dépend de la différence des pressions moléculaires dans les deux directions. La notion ordinaire de tension superficielle découle de là. M. Hulshof calcule cette tension et en déduit, pour l'énergie superficielle, une expression identique à celle qu'avait obtenue déjà Van der Waals dans sa théorie thermodynamique.

M. Hulshof termine en indiquant comment, à son avis, on peut lever certaines objections qu'on fait habituellement — en partant de la thermodynamique — contre la théorie de la tension superficielle.

G. VINCENT.

W. VOIGT. — Ueber das numerische Verhältnis der beiden Elasticitätsconstanten isotroper Medien nach der molecularen Theorie (Rapport numérique des deux constantes élastiques des milieux isotropes, d'après la théorie moléculaire). — P. 187-197.

« Les propriétés élastiques des corps isotropes ne peuvent s'expliquer, dans l'hypothèse moléculaire, que si l'on admet que ces corps sont composés de fragments de cristaux, orientés dans toutes

les directions possibles. » L'auteur reprend cette idée, déjà indiquée dans son magistral rapport au dernier Congrès international de Physique (t. I, p. 339-343) ; puis il montre comment elle s'introduit naturellement dans la théorie mathématique de l'élasticité.

W. VOIGT. — Ueber das elektrische Analogon des Zeemaneffectes (Phénomène électro-optique analogue du phénomène de Zeemann). — P. 197-209.

L'auteur établit par le calcul combien doivent être faibles les diverses modifications que produirait un champ électrostatique sur les raies d'absorption (ou d'émission) d'une source lumineuse. Le déplacement d'une raie ne devrait pas, dans les circonstances les plus favorables, atteindre la 20.000e partie de la distance qui sépare les deux raies D.

F. Carré.

J. STARK. — Berechnung der Leitfähigkeit durchströmter gase in der positiven Lichtsäule (Évaluation de la conductibilité électrique des gaz dans la région positive de la décharge lumineuse). — P. 215-224.

Les recherches expérimentales ont été exécutées d'après la méthode de A. Herz[1] pour la mesure du gradient de potentiel. Elles ont porté sur l'azote et l'hydrogène.

La conductibilité λ du gaz varie avec la densité j du courant, suivant la formule :

$$\lambda . 10^3 = \frac{j}{a - bj},$$

$j = \frac{i}{q}$ étant évalué en milliampères, q représente la section, a et b sont des constantes positives, plus fortes pour l'azote que pour l'hydrogène.

Cette formule est applicable au cas où l'intensité varie, la section restant constante.

Si, au contraire, l'intensité du courant reste constante, la section variant, la formule est un peu différente.

$$\lambda . 10^2 = \frac{j}{a' - b'j}$$

---

[1] *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 254 ; 1895 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 326 ; 1895.

Dans les deux cas la conductibilité croît avec j, un peu plus vite que j dans le premier et un peu moins vite dans le second. L'auteur attribue ce retard surtout à l'influence de la paroi, car il démontre que, pour des densités de courant égales, la conductibilité augmente un peu avec le diamètre du tube. Elle varie aussi en sens inverse de la pression, mais pas tout à fait proportionnellement.

Enfin la conductibilité varie avec la nature du gaz, pour l'hydrogène elle est à peu près une fois et demie plus grande que pour l'azote dans les mêmes conditions.

E. JAHNKE, O. LUMMER et E. PRINGSHEIM. — **Kritisches zur Herleitung der Wien'schen Spectralgleichung (Critique de la déduction de l'équation spectrale de Wien). — P. 225-230.**

D'après leurs observations, les auteurs arrivent aux conclusions suivantes : Les déductions de M. Wien pour l'émission d'un corps noir ne peuvent être regardées comme exactes, même dans le cas des petites longueurs d'onde. L'équation de M. Wien pourrait-elle représenter la vraie loi de l'émission d'un corps noir pour toutes les valeurs de la longueur d'onde λ et pour toutes les températures, qu'on ne pourrait pas en conclure l'exactitude des hypothèses qui forment la base du raisonnement, car ces hypothèses ne jouent qu'un rôle secondaire dans la déduction [1].

L. LEWIN. — Zur Geschichte der Telegraphie (Pour l'histoire de la télégraphie). — P. 231.

Dans un livre publié à Paris, en 1622, il est rapporté qu'un allemand fit voir au roi Henri IV un appareil formé de deux horloges, sur le cadran desquelles étaient écrites les vingt-quatre lettres de l'alphabet. On attachait sur chacun de ces cadrans une aiguille aimantée et, « à mesure qu'on tournoit et dressoit une esguille, celle de l'autre horloge, pour si distant et séparé qu'il fust, suivoit entièrement ce mesme mouvement. Le Roy voyant un si beau secret lui deffendit de le divulguer comme pouvant porter de très dangereux advertissements ès armées et villes assiégées. Outre que Mardobée

---

[1] Voir tome II des *Rapports présentés au Congrès international de Physique*, p. 72 et suivantes.

qui traicte de la nature de l'aimant, en réprouve et prohibe la communication ».

L'auteur se demande si l'on peut regarder ceci comme un premier exemple de la communication à distance au moyen de forces magnétiques.

L. Chaib.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

6e série, t. I; janvier 1901.

William BARLOW. — Crystal Symmetry. The Actual Basis of the Thirty-two classes (Symétrie cristalline. Bases actuelles de 32 classes). — P. 1.

Dans l'étude des cristaux, la nature de la symétrie n'est pas déduite seulement de la forme extérieure, mais encore, en grande partie, d'autres propriétés telles que le pouvoir rotatoire, les lignes de corrosion, etc. Souvent les indications ainsi fournies sont en contradiction ou difficiles à concilier avec celles données par la forme extérieure et conduisent à considérer le corps non comme un cristal unique, mais comme un groupement de différents cristaux.

Cependant le fait qu'on désigne ces phénomènes sous le nom d'anomalies semble indiquer qu'une classification de cristaux doit se faire d'après la forme extérieure. C'est ce qu'ont essayé de faire Gadolin, Hessel, qui ont ainsi indiqué 32 classes de cristaux. M. Barlow formule quelques objections à leurs considérations et développe ensuite sa classification en 32 classes, en prenant, comme hypothèse fondamentale, que l'homogénéité de structure consiste dans la ressemblance suivante des molécules du corps à la fois dans leur nature et leur arrangement relatif, qu'à chaque point mathématique dans la masse correspondent, uniformément distribués à des intervalles finis, un nombre de points dont le rapport avec la structure moléculaire, regardée comme étendue indéfiniment, est le même qu'au point choisi, et que si, dans une telle masse, deux ou plusieurs directions sont semblables, leur ressemblance peut se définir en disant qu'ils sont semblablement disposés par rapport à la structure moléculaire.

Perreau.

WOOD and MAGNUSSON. — The Anomalous Dispersion of Cyanin (Dispersion anomale de la cyanine). — P. 36.

On sait que la cyanine produit dans le spectre une bande d'absorption voisine de la raie D. Les auteurs en ont trouvé une autre commençant à la longueur d'onde 0,37 μ et ont en outre déterminé l'indice de réfraction de la cyanine pour diverses longueurs d'onde, en particulier pour celles comprises dans la bande d'absorption.

Dans une première série d'expériences, ils ont employé des prismes de cyanine obtenus en comprimant entre deux lames de verre de la cyanine fondue. On enlevait ensuite une des lames de verre. Avec de grandes difficultés, ils ont pu obtenir des prismes d'angle variant de 24" à 17'.

Avec ces faibles épaisseurs, la lumière traversait le prisme. Voici les résultats obtenus dont on s'est servi pour dresser une courbe :

λ.....	0μ,77	0,690	0,650	0,610	0,590	0,550	0,530	0,510	0,490	0,470	0,431
n.....	1 ,93	2,14	2,33	2,12	1,67	1,18	1,1	1,19	1,32	1,42	1,52

On éclairait la fente du goniomètre au moyen d'un spectre donné par un spectroscope à vision directe.

Dans une autre série d'expériences, on photographia le spectre produit par un réseau concave de Rowland, après que la lumière avait traversé le prisme de cyanine. On obtint dans la partie extrême du spectre les résultats suivants :

λ..........	0,423	0,410	0,404	0,395	0,380	0,372
n..........	1,53	1,565	1,573	1,606	1,600	1,610

Au-delà de 0,372 μ on n'avait plus rien, ce qui indique que là commence une bande d'absorption dont on n'a pu déterminer l'autre extrémité.

On peut montrer la courbe de dispersion au moyen de l'expérience des prismes croisés l'un en verre, l'autre en cyanine.

Dans une autre série d'expériences, on s'est servi du réfractomètre interférentiel de Michelson, avec des pellicules minces de cyanine obtenues par évaporation d'une solution alcoolique. On obtient les mêmes résultats qu'avec le prisme, ce qui montre que la grande variation d'amplitude de la vibration à partir du bord réfringent

n'influe pas, comme on pourrait le craindre, sur la propagation de l'onde[1].

PERREAU.

H.-J.-S. SAND. — On the Concentration at the Electrodes in a solution, with special reference to the Liberation of Hydrogen by Electrolysis of a Mixture of Copper Sulphate and Sulfuric Acid (Sur la concentration aux électrodes dans une solution, avec une allusion spéciale à la libération de l'hydrogène par électrolyse d'un mélange de sulfate de cuivre et d'acide sulfurique). — P. 45-79.

M. Sand établit d'abord une formule exprimant, en fonction du temps, la concentration au voisinage de la cathode d'une solution d'un sel unique, dans le cas théorique simple où la solution est contenue dans un vase cylindrique vertical dont les bases sont constituées par les électrodes, en supposant qu'il n'y ait pas de courants de convection, que la diffusion du sel obéisse à la loi de Fick et que les nombres de transport de Hittorff correspondants soient constants.

Il s'est appuyé sur cette formule pour faire des mesures approchées du coefficient de diffusion du sulfate de cuivre.

Dans le cas de la solution d'un mélange de deux électrolytes, par exemple d'une solution acide de sulfate de cuivre, il semble impossible actuellement d'établir une théorie exacte permettant de calculer la concentration aux électrodes. M. Sand a, cependant, exprimé deux limites supérieure et inférieure de cette concentration, ainsi que deux limites du temps nécessaire pour que la concentration du cuivre à la cathode d'une solution acide de sulfate de cuivre tombe à zéro, en supposant que le cuivre se dépose seul ; il a constaté expérimentalement que l'hydrogène n'apparaît jamais à la cathode entre ces limites de temps, c'est-à-dire avant que la concentration du cuivre soit nulle et que l'époque à laquelle il apparaît est sensiblement donnée par une nouvelle formule analogue à celle dont il est question plus haut ; cette formule fournirait une expression empirique, suffisante, dans la pratique, pour la marche de la concentration d'un mélange à la cathode.

M. Sand a conclu de ses calculs qu'on doit pouvoir empêcher le dégagement d'hydrogène en agitant fortement la solution acide de sulfate de cuivre, dans des conditions où il y aurait libération de ce gaz, sans agitation. L'expérience lui a montré qu'en effet on peut

---

[1] Il convient de rappeler les expériences effectuées par la même méthode du prisme par M. *Salvador Bloch* (Thèse de Doctorat, Paris, Gauthier-Villars, 1894).

ainsi supprimer le dégagement de l'hydrogène, alors qu'avant l'agitation ce gaz formait, par exemple, plus de 60 0/0 des équivalents mis en liberté. Les courants de convection ont donc une influence considérable sur la proportion de cuivre et d'hydrogène libérés dans une telle solution. H. BAGARD.

A.-P. CHATTOCK, W.-E. WALKER, et E.-H. DIXON. — On the specific Velocities of Ions in the Discharge from Points (Sur les vitesses spécifiques dans la décharge des pointes). — P. 79-92.

Dans un mémoire antérieur, analysé dans ce *Journal* [1], M. Chattock a montré que la mesure de la pression du vent électrique produit sur une pointe fournit un moyen de déterminer les vitesses spécifiques des ions mis en jeu dans ce phénomène.

Les auteurs ont effectué de telles mesures pour les gaz H, CO^2, Air, O, ainsi que pour des liquides non conducteurs, notamment la térébenthine. Ils donnent, dans un tableau (p. 95 du mémoire), les valeurs ainsi obtenues pour les vitesses spécifiques V des ions en cm, dans un champ électrique de 1 volt, en les rapprochant de valeurs obtenues par Rutherford et Townsend, dans le cas de l'ionisation par les rayons X. Voici les conclusions générales de ce travail :

Les vitesses spécifiques V des ions de gaz pour la décharge par pointe sont sensiblement celles qu'on obtient pour ces gaz ionisés par les rayons X.

Les vitesses V pour des liquides non conducteurs semblent être du même ordre de grandeur que les vitesses spécifiques des ions dans les électrolytes ordinaires.

Dans l'hydrogène, pour la décharge négative seulement, et probablement aussi dans la térébenthine, pour les deux espèces de décharge, il semble exister une « décharge de retour » d'un anneau de cuivre ou de platine vers la pointe. Cette décharge de retour abaisse les pressions du vent, dans le cas de l'hydrogène, d'une quantité proportionnelle à l'intensité du courant qui sort de la pointe.

Les ions négatifs ont, dans le cas de l'hydrogène, des vitesses très variables dans des champs constants ; il en est de même pour l'air et l'oxygène, mais à un degré beaucoup moindre. Les ions positifs, au contraire, ne présentent pas ces variations. Cette anomalie provient peut-être d'une occlusion de gaz dans la pointe. H. BAGARD.

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 110 ; 1900.

Lord RAYLEIGH. — On Balfour Stewart Theory of the Connexion between Radiation and absorption (Sur la théorie de Balfour Stewart entre la radiation et l'absorption). — P. 98-100.

Lord Rayleigh cite un passage essentiel de Stewart sur la théorie de la radiation et de l'absorption, passage qui a été rarement cité, même par Stewart lui-même, lors des polémiques élevées à propos de la découverte de la loi de Kirchoff.

« Soient AB, BC, deux plaques contiguës égales et identiques, découpées dans l'intérieur d'une substance d'étendue indéfinie et à température uniforme. La radiation totalisée qui vient de l'intérieur vient frapper la surface supérieure du plateau supérieur ; considérons la partie de cette radiation qui tombe sur les particules A dans la direction DA (AD est le prolongement de BA). Ce rayon, en passant de A à B, aura été en partie absorbé par la substance entre A et B ; mais la radiation de la tranche supérieure étant égale à son absorption (puisque sa température reste la même), le rayon aura été exactement aussi accru par le rayonnement qui provient des particules intermédiaires entre A et B, qu'il est diminué en intensité par leur absorption. Il arrivera donc en B avec la même intensité qu'il a au point A. Mais la *qualité* du rayon en B sera aussi la même que la qualité de ce rayon en A. Car, si elle était différente, une proportion serait absorbée dans le passage de B en C, ou moindre ou plus grande que la fraction absorbée d'un rayon également intense en A, dans son passage de A à B. La quantité de chaleur absorbée par les particules situées entre B et C serait, par conséquent, différente de celle qui est absorbée par les particules entre A et B. Mais cela ne peut pas être ; car, dans l'hypothèse d'une radiation égale et indépendante venant de chaque particule, la radiation des particules entre B et C est égale à celle des particules entre A et B, et leur absorption est égale à leur radiation. Ainsi la radiation qui frappe sur B, dans la direction DB, doit être égale en qualité, aussi bien qu'en quantité à celle qui frappe sur A ; et par conséquent la radiation des particules entre A et B doit être égale à leur absorption aussi bien en qualité qu'en quantité ; c'est-à-dire que cette égalité entre la radiation et l'absorption doit rester vraie pour toute catégorie individuelle de rayons calorifiques (must hold for every individual description of heat). »

Ceci était publié dans les *Edinburgh Trans.*, t. XXII, p. 13; en mars 1858.

B. B.

R.-F. GWYTHER. — The Classes of Progressive Long Waves (Les classes d'ondes longues non stationnaires). *Phil. Mag.*, [5] t. L, p. 213-216 (1900). — An appendix to the Paper on... (Addition au mémoire précédent). *Id.*, p. 308-312. — The General Motion of Long Waves, with an Examination of the Direct Reflexion of the Solitary Wave (Le mouvement général des ondes longues; étude de la réflexion directe de l'onde solitaire). *Id.*, p. 349-352. — The Progressive Long Waves of Solitary and Periodic Types in Shallow Water (Les ondes longues du type solitaire et du type périodique, en eau peu profonde). *Phil. Mag.*, [6], t. 1, p. 106-110.

Mémoires purement mathématiques sur les ondes propagées à la surface d'un liquide dénué de viscosité, en nappe peu profonde. On sait que ce problème ne peut être traité que par des calculs approchés, sauf dans un seul cas, celui des ondes trochoïdales de Rankine.

Les trois premiers mémoires sont consacrés surtout à l'onde solitaire, qui a déjà fait l'objet de nombreux travaux théoriques.

Les seules recherches expérimentales précises sont celles de Scott Russell, dont l'auteur retrouve les principaux résultats.

1° L'onde solitaire ne peut se propager que si son élévation au-dessus du niveau général est inférieure à la profondeur h du liquide;

2° La vitesse de propagation est très sensiblement $\sqrt{2gh}$;

3° La réflexion contre un mur vertical ne modifie ni la forme ni la vitesse de l'onde, au moins de façon sensible.

Le dernier mémoire étudie les longues ondes stationnaires dites ondes cnoïdales, découvertes par Korteweg et de Vries.

H. Bénard.

CH.-H. LEES. — On the Viscosity of Mixtures of Liquids and of Solutions (Sur la viscosité de mélanges de liquides et de solutions). — P. 128-147.

L'auteur s'est demandé quelle formule empirique donnant le coefficient de viscosité μ d'un mélange en fonction de sa constitution et des coefficients μ_1, μ_2 des liquides purs mélangés, s'accorde le mieux avec les résultats numériques des expérimentateurs suivants :

Auteurs	Liquides
Thorpe et Rodger (*Journ. Chem. Soc.*, LXXI, 360; 1897) Linebarger (*Amer. Journ. Sc.*, [4], II, 331; 1896) Wijkander (*Wied. Ann.*, III, 8; 1879)	Mélanges de composés organiques deux à deux
Schöttner (*Wien. Ber.*, II, 79, p. 477; 1879) Archbutt et Deeley (London, Griffin, p. 133; 1900)	Eau et glycérine.
Hosking (*Phil. Mag.*, XLIX, 286; 1900).	Solutions de Sucre et NaCl.

La formule suivante, avec un exposant m caractéristique du mélange :

$$\mu^{-m} = v_1\mu_1^{-m} + v_2\mu_2^{-m},$$

convient dans tous les cas, les valeurs de m étant comprises presque toujours entre 0,3 et 0,5.

Les deux formules simples obtenues en faisant $m = \pm 1$ et la formule logarithmique d'Arrhenius,

$$\log \mu = v_1 \log \mu_1 + v_2 \log \mu_2,$$

ont des significations théoriques faciles à établir; mais aucune des trois ne rend compte des expériences. Toutefois, celle d'Arrhenius a été vérifiée par plusieurs auteurs pour les solutions d'acides et de sels faiblement concentrées.

Enfin M. Lees remarque que sa formule, dans le cas où les deux liquides mélangés sont le même corps pris à deux températures différentes, conduit à la formule de Slotte à trois constantes (1888)

$$\mu = \mu_0 (1 + at)^{-\frac{1}{m}}$$

vérifiée par l'immense série de mesures si précises dues à Thorpe et Rodger.

L'auteur laisse systématiquement de côté les anomalies si curieuses présentées par certains mélanges, tels que ceux dont la viscosité n'est pas comprise entre celles des deux liquides purs mélangés.

H. Bénard.

R.-F. EARHART. — The Sparking Distances between Plates for small Distances (Distances explosives entre plateaux très rapprochés). — P. 147-159.

Détermination du potentiel explosif (statique), sous diverses pressions, dans l'air et dans l'anhydride carbonique, entre deux surfaces

métalliques fraîchement polies, l'une plane, l'autre sphérique, de grand rayon. Les différences de potentiel sont produites par une batterie de petits accumulateurs et les intervalles, jusqu'à $0^{mm},1$, mesurés en comptant les franges d'un interféromètre.

Les résultats que donne l'auteur se représentent très bien, pour l'air sous la pression atmosphérique, par deux droites :

$$V = \quad + 133e \qquad \text{pour} \qquad e < 3\mu,$$
$$V = 315 + \quad 7e \qquad \text{pour} \qquad e > 4\mu,$$

V étant exprimé en volts et la distance explosive e en microns.

Ces deux droites se raccordent donc très brusquement.

Aux autres pressions, cette allure générale subsiste : le point où se raccordent les deux droites varie très peu ($V = 300^v$; lim e = de 3 à 7μ).

Mais le coefficient constant $\frac{\Delta V}{\Delta e}$ croît avec la pression.

Les courbes publiées donnent :

Pression en atmosphères.	ΔV en volts pour $\Delta e = 1^\mu$.
0,2 (air)	$1^v,85$
1,0 (air et CO^2)	7 ,0
2,0 (air)	21 ,0

Ces expériences semblent préciser le rôle de la gaine gazeuse adhérente au métal, épaisse de quelques μ.

H. Bénard.

E.-H. BARTON. — On the Refraction of Sound by Wind (La réfraction du son par le vent). — P. 159-165.

Compléments à un problème traité par lord Rayleigh (*Th. of Sound*, II, 132).

1° Quand une onde plane sonore, formant l'angle θ avec l'horizon, se propage à travers un vent de vitesse horizontale uniforme u, le *rayon* n'est pas normal au plan de l'onde ; il forme avec la verticale un angle φ donné par (v désignant la vitesse du son) :

$$\text{tang}\,\varphi = \text{tang}\,\theta + \frac{u}{v}\,\text{séc}\,\theta;$$

2° La réfraction à la surface limitant deux vents parallèles de

vitesses u_1 et u_2 s'effectue suivant la *loi des cosécantes* (Rayleigh) :

$$\text{coséc}\,\theta_2 = \text{coséc}\,\theta_1 - \frac{u_2 - u_1}{v};$$

3° Réflexion totale du rayon sonore ;

4° Équation exacte du rayon courbe quand la vitesse u varie proportionnellement à la hauteur. Application numérique montrant que les courbures peuvent être réellement très notables.

H. Bénard.

C.-A. SKIMER. — On the Potential Gradient in the so-called Faraday Dark Space of Vacuum-Tubes as Related to conditions Prevalent at the Cathode (Sur le gradient de potentiel dans l'espace sombre de Faraday des tubes à vide, par rapport aux conditions régnant à la cathode). — 5ᵉ sér. ; t. L, p. 563-574 ; 1900.

Dans un mémoire antérieur, analysé dans ce *Journal* (1), l'auteur a montré que, dans l'azote, à la pression de 1 millimètre, l'étendue sur laquelle porte le gradient est très faible au voisinage de l'anode et croît avec la chute de potentiel en ce point ; il attribuait ce fait à un trouble provenant de l'anode. En même temps il pensait que la faiblesse du gradient dans l'espace sombre de Faraday était due aussi à la chute à la cathode; les expériences, d'abord décrites dans le mémoire actuel, font attribuer cette faiblesse à la radiation cathodique.

M. Skinner reprend la mesure du gradient dans l'espace sombre de Faraday par une méthode analogue à celle de Graham (2), mais pour des chutes cathodiques plus faibles que celles étudiées par ce physicien. Le tube à décharge est soudé à la partie supérieure d'un tube barométrique, et les fils d'exploration peuvent être disposés en des points quelconques, le long de l'axe du tube.

Quand le courant croît, l'étendue de l'espace sombre augmente, en même temps que le gradient y diminue. Les résultats, traduits par des courbes, semblent montrer que l'espace sombre est balayé par des rayons cathodiques, c'est-à-dire des ions négatifs projetés avec une vitesse qu'ils ont acquise à travers la chute très rapide à la cathode et qu'ils perdent en ionisant le gaz traversé ; conformément à une conclusion antérieure de J.-J. Thomson, il y aurait un excès

(1) *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VIII, p. 634 ; 1899.
(2) Voir *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VII, p. 359 ; 1898.

d'ionisation dans l'espace sombre, la conductivité y croîtrait quand on s'approche de la cathode, ce qui s'accorde avec la décroissance du gradient.

Si l'on passe de l'espace sombre à la colonne lumineuse, la marche du gradient montre que la conductivité décroît graduellement jusqu'à un minimum constant dans cette colonne lumineuse, tandis que, dans une direction normale au courant, la conductivité atteint un minimum dans une certaine région de l'espace sombre, puis s'élève jusqu'à une valeur qu'elle garde dans la colonne lumineuse. Il intervient donc quelque facteur autre que l'ionisation qui, seule, déterminerait une conductivité indépendante de la direction; Wilson pense que c'est dû à la luminosité qui ionise le gaz à la surface des électrodes du « courant transversal », permettant ainsi un courant transversal plus intense dans les portions lumineuses que dans les espaces sombres. M. Skinner propose d'expliquer le fait par l'intervention des rayons cathodiques dans la production de l'espace sombre. La conductivité dans toute direction devant croître avec la vitesse des ions dans cette direction serait plus grande dans l'espace sombre que dans la colonne lumineuse et plus grande aussi que dans une direction perpendiculaire à celle de la décharge; il semblerait même qu'avec une vitesse suffisante, suivant la direction de la décharge, la conductibilité à angle droit pût être réduite à volonté.

On peut expliquer aussi la faiblesse du gradient près de l'anode en faisant intervenir les ions positifs avec la vitesse que leur communique la chute anodique. M. Skinner a observé que le gradient près de l'anode atteint un minimum, mais non la valeur nulle constatée par Wilson. Dans le cas d'une décharge stratifiée, le gradient à l'anode semble négatif. L'explication précédente de la différence de conductivité le long et à angle droit de la décharge peut être appliquée aussi à la décharge stratifiée.

Quand l'intensité du courant s'élève au-dessus d'une certaine valeur, la colonne lumineuse se retire graduellement à l'intérieur d'un disque épais sur l'anode, donnant ce qu'on appelle la décharge obscure. Une fois que cette décharge obscure a passé, le gaz exige un certain temps pour recouvrer sa luminosité naturelle et son gradient normal, temps d'autant plus long que la décharge obscure a duré plus longtemps. La transition de la décharge lumineuse à la décharge obscure serait favorisée par la radiation cathodique.

H. Bagard.

R. BEATTIE. — Note on a Possible Source of Error in the Use of a Ballistic Galvanometer (Note sur une source d'erreur possible dans l'usage d'un galvanomètre balistique). — T. L ; p. 575-579.

A moins de prendre des précautions toutes particulières dans l'établissement d'un galvanomètre balistique du type à aimant mobile, il y a de grandes chances pour que l'axe magnétique de l'aiguille ne soit pas exactement dans le plan de la bobine. S'il en est ainsi, le champ magnétique créé par le courant qui passe dans l'appareil a une composante suivant la longueur de l'aiguille, qui tend à altérer temporairement son moment magnétique et, par conséquent, à modifier l'élan. M. Beattie calcule l'erreur, qui peut être ainsi introduite quand on décharge un condensateur à travers l'appareil ; dans le cas d'un galvanomètre très sensible, dont l'aiguille serait déplacée de 1° par rapport à sa position normale, l'erreur peut n'atteindre que 1 0/0, pour une différence de potentiel de 600 volts établie entre les armatures du condensateur ; avec un galvanomètre moins sensible, enroulé avec un fil épais, on peut avoir une erreur de 1 0/0 pour l'élan, avec un déplacement de l'aiguille de 1° et pour une différence de potentiel de 6 volts seulement.

Une formule très simple montre que, pour des galvanomètres constitués par des systèmes aimantés identiques, se mouvant dans des champs de même intensité, l'erreur relative est inversement proportionnelle à la résistance du galvanomètre et à la capacité du condensateur déchargé, pour un même déplacement initial de l'aiguille et pour un même élan produit.

H. Bagard.

W.-B. MORTON. — On some cases of Propagation of Electric Oscillations along a Number of Parallel Wires (Sur quelques cas de propagation d'oscillations électriques le long d'un certain nombre de fils parallèles). — P. 605-616.

Quand des ondes électromagnétiques se propagent le long de fils conducteurs, la longueur d'onde et l'amortissement sont, en général, des fonctions de la fréquence et de certaines constantes du système conducteur. La solution complète du problème de la propagation suppose qu'on connaît, en outre, la distribution des vecteurs électrique et magnétique dans l'espace.

M. G. Mie a donné cette solution complète dans le cas de la pro-

pagation le long de deux fils parallèles[1] ; une seule formule permet de pousser l'exactitude aussi loin qu'on le désire. Dans le mémoire actuel, M. Morton montre comment on peut déduire très simplement, de la solution connue relative au cas d'un seul fil, une première solution approchée pour le cas général; cette méthode d'approximation permet d'appliquer le calcul à des cas compliqués où il est impossible d'obtenir une solution exacte. Il traite successivement les cas de deux fils, de trois fils formant un triangle isocèle, de quatre fils formant un rectangle, de *n* fils formant un polygone régulier, en imaginant les différents groupements de ces fils en deux systèmes opposés, analogues à ceux qui sont réalisés dans le dispositif de Lecher.

H. Bagard.

Chr. JENSEN. — Expériences sur les cohéreurs (Ueber enige Versuche mit cohärern) (*Physikalische Zeitschrift*, 2e année, n° 14, p. 211 : 1901).

M. Cantor [2] en employant des cohéreurs comme appareils d'analyse, a affirmé, contrairement à l'opinion de Hertz, que la décharge dans les gaz raréfiés est discontinue. Dans les expériences de l'auteur, des tubes de Rontgen ou de Geissler intercalés sur le circuit secondaire de la bobine n'ont influencé les cohéreurs employés aux recherches que lorsque des *étincelles parasites* (Gleitfünkchen) éclataient dans le tube lui-même presque exclusivement à l'anticathode; ces étincelles extraordinairement faibles, n'ont pu être aperçues que dans l'obscurité complète ; peut-être faut-il leur attribuer la résonance des cohéreurs de M. Cantor.

P. Lugol.

[1] G. Mie, *Ann. de Phys.*, II, p. 202 ; 1900.
[2] *Wied. Ann.*, 67, p. 481.

QUELQUES PROPRIÉTÉS DES MOTEURS A GAZ ÉTUDIÉES PAR LE DIAGRAMME ENTROPIQUE;

Par M. Bernard BRUNHES.

Gibbs a préconisé l'introduction en thermodynamique d'un diagramme différent du diagramme classique de Clapeyron, et que, depuis quelques années, certains ingénieurs [1], à la suite de Belpaire, emploient couramment dans l'étude des machines thermiques. Ce diagramme consiste à prendre pour variables, non plus le volume spécifique v et la pression p, mais l'entropie S (rapportée à l'unité de masse) et la température absolue T.

Pour un corps bien déterminé et bien étudié, gaz parfait, gaz réel, mélange de liquide et de vapeur, il n'est pas toujours facile, mais il est toujours possible, de passer des variables (v, p) aux variables (S, T). Nous n'insisterons pas sur le détail de ces changements de variables [2], et nous abordons tout de suite les propriétés essentielles du diagramme (S, T), dont nous verrons ensuite l'application aux moteurs à gaz.

I

1. Admettons d'abord que le corps considéré ne subisse que des modifications réversibles. A chaque instant, la quantité de chaleur qu'il emprunte à l'extérieur est :

$$dQ = TdS.$$

Si une courbe AB (*fig.* 1) représente la suite de ses divers états dans le plan (S, T), la quantité de chaleur dQ est représentée par l'aire du rectangle MM'PP' compris entre l'élément de courbe MM', sa projection sur l'axe des S et les deux ordonnées MP, M'P'. Il s'ensuit que la chaleur empruntée le long de la modification finie AB est donnée par l'aire AabB. *On a pour la chaleur la représentation*

---

(1) Voir, notamment, les articles de M. Boulvin dans *La Revue de Mécanique*, t. I, p. 22 et suiv.; 1897.

(2) Pour un gaz parfait on a les deux formules :

$$pv = \text{RT},$$
$$\text{S} = c \log \text{T} + \text{AR} \log v + \text{K}.$$

graphique qu'on avait pour le travail dans le diagramme de Clapeyron.

Et c'est là le principal intérêt du diagramme nouveau. Considérons un *cycle* CEDF (*fig.* 2). La chaleur empruntée par le système évo-

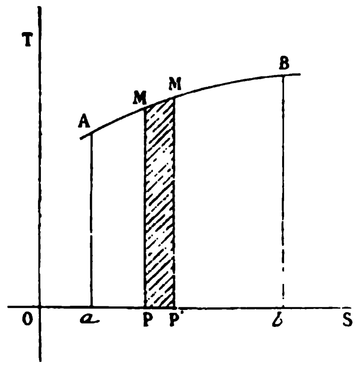


Fig. 1.

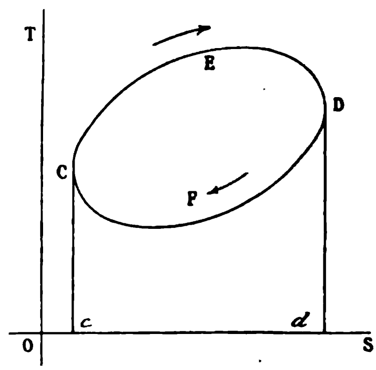


Fig. 2.

luant aux sources chaudes est donnée par l'aire du rectangle curviligne CEDdc. La chaleur cédée par lui à l'extérieur, c'est-à-dire aux sources froides, est donnée par l'aire DFC*cd*. La différence, c'est-à-dire la chaleur disparue ou transformée en travail, est l'aire de la courbe fermée CEDF. Cette aire représente par là même, à un facteur près, le travail accompli par le système.

La conclusion est que le rendement de la machine thermique qui fonctionne suivant ce cycle est le rapport de l'aire de la courbe, à l'aire totale CED*dc*. *Il sera, en général, aisé de voir sur la figure même, et sans calcul, comment varie le rendement par une déformation de la courbe figurative.*

2. Rien n'est plus simple, dans le diagramme entropique, que la représentation d'un cycle de Carnot. Une ligne isothermique est évidemment représentée par une horizontale ; une ligne adiabatique (ou isentropique) par une verticale. Donc le cycle de Carnot est figuré par un rectangle parallèle aux axes coordonnés.

1° Compression adiabatique AB, élevant la température de T_2 à T_1 (*fig.* 3) ;

2° Communication de chaleur à la température constante T_1 de la chaudière ;

3° Détente adiabatique, productrice de travail, CD, refroidissant le fluide jusqu'à la température T_2 du condenseur ;

4° Communication de chaleur, par le fluide, au condenseur à la température fixe T_2 (DA).

La chaleur prise par le fluide à la chaudière est le rectangle HBCI, la chaleur cédée au condenseur, le rectangle HADI ; le rendement est évidemment :

$$\frac{\text{Surf ABCD}}{\text{Surf HBCI}} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \text{ [1]}$$

3. Dans le diagramme (S, T), les lignes d'égal volume $v = C^{te}$, et d'égale pression $p = C^{te}$, seront des courbes dont les directions

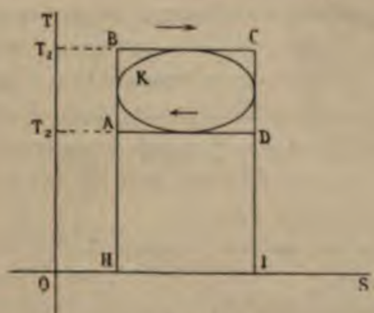


Fig. 3.

en un point sont toutes deux dans le même angle DAB (*fig.* 4) des deux lignes isothermique et adiabatique passant par ce point.

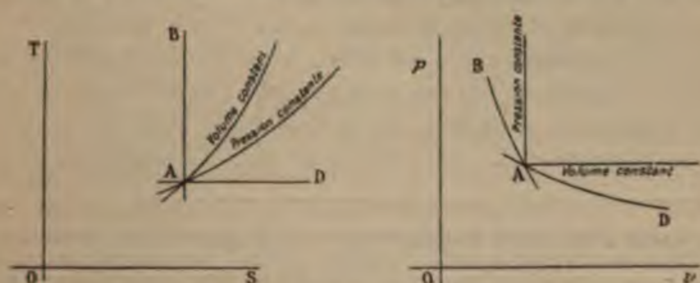


Fig. 4.

[1] On peut remarquer que tout cycle, formé par une courbe inscrite dans le cycle rectangulaire de Carnot, et correspondant, par suite, aux mêmes températures extrêmes, donne un rendement inférieur à celui du cycle de Carnot. Cela est évident sur le graphique.

Il suffit de remarquer que, dans le diagramme ordinaire, le faisceau des deux lignes isothermique et adiabatique comprend à son intérieur les deux lignes $v = C^{te}$ et $p = C^{te}$, ou est compris tout entier entre elles.

II

4. Cela posé, rappelons les principes de la théorie des moteurs à gaz [1].

Nous suivrons pas à pas le remarquable exposé qu'a donné de cette théorie M. L. Marchis, dans un cours public professé en 1899-1900 à l'Université de Bordeaux [2]. Ce cours n'est pas seulement un exposé des connaissances antérieures, mais, sur un grand nombre de points, il rectifie des opinions erronées, trop généralement admises, et donne des aperçus nouveaux du plus haut intérêt.

Nous examinerons successivement le moteur à explosion ordinaire (moteur Otto, cycle Beau de Rochas), le moteur à explosion avec admission limitée, du type Charon, et le moteur à combustion sous pression constante (moteur Brayton).

Le moteur Otto est, comme la plupart des moteurs à gaz, un moteur *à quatre temps ;* c'est-à-dire qu'il faut deux allées et venues du piston pour constituer un cycle complet. Dans la première course (directe) du piston, le mélange explosif est aspiré et introduit dans le cylindre. Dans la seconde course (rétrograde), la soupape d'admission étant désormais fermée, le mélange explosif est comprimé dans une cavité, creusée, peut-on dire, dans la base du cylindre, et qu'on appelle la *chambre de compression.* Dans la troisième course (directe), l'explosion a lieu au début, sensiblement à volume constant, puis le mélange des gaz brûlés et échauffés se détend en chassant le piston et produisant du travail utile. Dans la quatrième course (rétrograde), les gaz s'échappent dans l'atmosphère. Dans la

---

(1) Il est à peine besoin de rappeler que tout ce qu'on dit des moteurs à gaz s'applique aux moteurs à pétrole. Le même moteur, dans la pratique, sert souvent comme moteur à gaz ou comme moteur à pétrole. Dans le second cas il présente un organe supplémentaire, le *carburateur*, qui est un réservoir à pétrole où barbote l'air avant son admission dans le cylindre : l'air chargé de vapeur de pétrole joue ici le rôle du mélange d'air et de gaz d'éclairage.

(2) M. Marchis a réuni ces leçons en un volume, qui va paraître chez Gauthier-Villars, sous le titre : *Leçons sur les moteurs à gaz, professées à la Faculté des Sciences de Bordeaux.* — Ce livre ne peut manquer d'être, à bref délai, un livre classique.

troisième course seule, on produit un travail extérieur positif; dans les autres, on produit un travail extérieur négatif ou presque nul : de là, la nécessité d'avoir un volant de masse considérable pour donner quelque régularité au mouvement.

A vrai dire, on n'a pas ici, comme dans le cas de la machine à vapeur, un cycle fermé ; car les gaz rejetés à la quatrième course ne sont pas identiques aux gaz aspirés à la première. Néanmoins, l'indicateur de Watt, monté sur un pareil moteur, tracera un diagramme en (v, p), et l'étude de ce diagramme sera instructive. On trouvera des reproductions de diagrammes réels dans les traités classiques, comme celui de M. Witz.

C'est ici qu'intervient le rôle de ce que l'école de Hirn appelle la *théorie générique* d'un moteur thermique. Par opposition à la *théorie expérimentale*, qui suivrait pas à pas les phénomènes réels très complexes qui se passent dans le cylindre, la *théorie générique* considère un *cycle-type* dont le cycle réel se rapproche, et, dans un but de simplification, fait abstraction de tous les phénomènes accessoires, fussent-ils aussi importants que les échanges de chaleur entre le gaz et les parois du cylindre; elle étudie les propriétés intrinsèques de ce cycle-type, et cherche l'influence qu'ont, sur le rendement, les divers paramètres numériques qui définissent un cycle de type donné. Cette étude théorique faite, la théorie expérimentale pourra venir, qui examinera les phénomènes réels en tant que produisant des écarts par rapport au cycle-type, et qui analysera les diverses causes d'imperfection, mais qui pourra désormais aborder cette étude en ayant un cadre et un plan.

M. Witz, dont les beaux travaux font autorité en matière de moteurs à gaz et à pétrole, a exposé, en termes très heureux, cette distinction entre la théorie générique et la théorie expérimentale des moteurs thermiques, dans son Rapport au *Congrès international de physique* sur les *progrès de la théorie des machines thermiques* [1].

La théorie générique du moteur Otto, telle que l'établit M. Marchis, considère un cycle-type formé de deux lignes de volume constant et de deux adiabatiques. Le cycle comporte : 1° une compression adiabatique AB; 2° une augmentation de pression et de température à volume constant (c'est l'explosion) BC ; 3° une détente adiabatique CD; 4° un refroidissement à volume constant DA (*fig.* 5.)

---

(1) *Rapports présentés au Congrès de physique*, t. III, p. 296.

Nous renverrons aux divers traités, et en particulier aux leçons de M. Marchis, pour le détail des considérations qui établissent l'équivalence approximative entre le cycle ABCDA, et la série des transformations, non cyclique, que subit le mélange gazeux réel. M. Marchis a insisté sur un point important : l'impossibilité de faire coïncider les points D et A, et la nécessité d'avoir, à la fin de la détente utile, en D, une pression D*a*, supérieure à la pression atmosphérique A*a*. Ce cycle-type est d'ailleurs celui que considère également M. Boulvin.

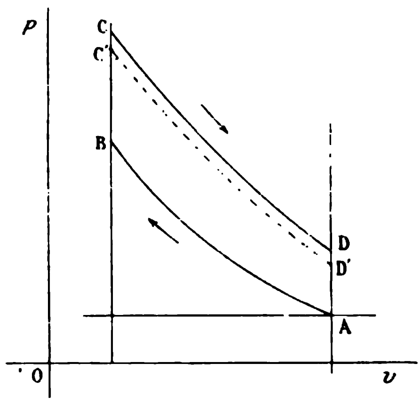


FIG. 5.

Remarquons que l'adiabatique CD se rapporte aux gaz brûlés, l'adiabatique AB au mélange avant l'explosion. Elles n'appartiennent donc pas à la même famille de courbes, le rapport des deux chaleurs spécifiques qui intervient nécessairement dans l'équation d'une adiabatique en p et v n'ayant pas la même valeur pour les deux mélanges. La modification DA correspond à un refroidissement à volume constant suivie d'une décomposition fictive, toujours à volume constant, et, qui, après la détente, restituerait une partie de la chaleur de combustion, en redonnant le mélange initial. O*a* est le volume du cylindre et O*b* le volume de la chambre de combustion.

La discussion de la formule à laquelle on arrive pour le rendement, montre, en particulier, que ce rendement augmente avec la pression initiale établie dans la chambre de compression (avant l'explosion). Nous verrons comment le diagramme entropique rend visible ce résultat.

En attendant, abordons la théorie générique élémentaire de deux autres types de moteurs.

5. Dans le moteur Charon, l'on s'est préoccupé de prolonger la détente, ce qui permet de mieux utiliser la pression produite par l'explosion ; on a disposé la machine de manière que le volume du mélange introduit à l'admission fût inférieur au volume de la cylindrée. Voici les quatre temps de ce moteur :

Première course (directe). — Aspiration du mélange gazeux;

Deuxième course (rétrograde). — Remisage, pendant une première partie de cette course, d'une fraction du mélange gazeux, dans un récipient spécial; puis compression du reste du mélange gazeux dans la chambre de compression;

Troisième course (directe). — Explosion, puis détente des gaz brûlés;

Quatrième course. — Expulsion dans l'atmosphère des gaz brûlés

Le cycle-type dont les diagrammes réels se rapprochent le plus, est un pentagone curviligne AEBCDA (*fig.* 6). Il diffère du cycle Otto

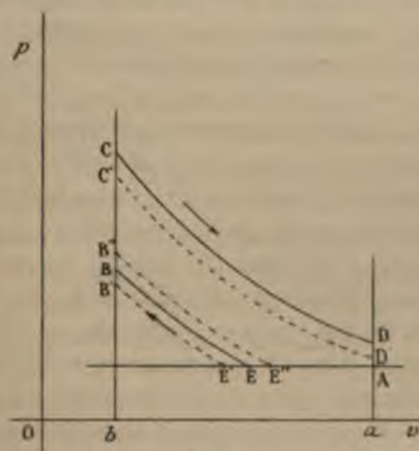


Fig. 6.

en ce qu'il comprend une portion AE de ligne d'égale pression correspondante à la première partie de la seconde course; durant le remisage, la pression du mélange qui doit, l'instant d'après, être comprimé reste invariable. EB est la compression adiabatique ; BC, l'explosion à volume constant, CD la détente adiabatique, qui se trouve ici prolongée jusqu'à une pression *a*D plus voisine de la

pression atmosphérique que précédemment. Avec cette forme de cycle, on arrive au même rendement qu'avec le cycle Otto pour des pressions initiale et finale beaucoup moindres. Or on est limité, dans l'adoption des pressions admises, par la résistance des parois du cylindre et de la chambre. Par contre, ce moteur comprend des organes supplémentaires (chambre de remisage) qui le compliquent, et c'est pourquoi il est difficile qu'il soit employé en automobilisme où le moteur du type Otto règne à peu près exclusivement.

Un moteur Otto peut se régler en modifiant la composition du mélange gazeux admis. Ce réglage sera fait, soit à la main par la manœuvre d'un robinet, soit d'une manière automatique. Quand le moteur ne travaillera pas à pleine charge, on diminuera la proportion de gaz combustible; comme l'admission ne varie pas, la compression avant l'explosion restera la même. La pression et la température après l'explosion seront abaissées, c'est-à-dire que la nouvelle adiabatique de détente C'D' sera au-dessous de CD (*fig.* 5). Le *rendement théorique*, nous le verrons, n'est pas modifié.

Un moteur du type Charon peut être réglé de deux manières, ou en agissant sur l'admission seule, ou en agissant à la fois sur l'admission et sur la composition du mélange gazeux. Le premier mode de réglage, adopté par la maison Ganz, et que M. Marchis appelle « système Ganz », consiste à régler l'admission comme on fait pour une machine à vapeur. On prolonge le rejet d'une partie du mélange, c'est-à-dire qu'on commence plus tard la compression, quand on demande moins de travail au moteur. On diminue par là la pression avant et après l'explosion, et l'on substitue au cycle AEBCDA un cycle tel que AE'B'C'D'A (*fig.* 6).

Le second mode de réglage, bien préférable, est dû à un ingénieur de Lille, M. Letombe. Il consiste, au contraire, à anticiper l'admission, c'est-à-dire à commencer plus tôt la compression adiabatique lorsqu'on veut une puissance moindre, mais en même temps à diminuer la richesse du mélange en gaz combustible. La première opération aurait pour effet de produire une surcompression; la seconde est reliée à la première, de telle sorte qu'il y ait compensation parfaite entre les deux effets, en ce qui concerne la pression après l'explosion; on s'astreint à conserver constante la valeur de cette pression, pour laquelle a été calculée la résistance du moteur.

Une discussion détaillée montre que, tandis que le système Ganz diminue le rendement indiqué quand on n'opère pas à pleine charge,

le système Letombe augmente le rendement quand on diminue la charge [1]. A charge inférieure à la pleine charge, le cycle d'un moteur Letombe deviendrait AE″B″CDA (*fig.* 6).

6. Un troisième type de moteur est le moteur à combustion sous pression constante. Un exemple en est fourni par le moteur à pétrole Brayton.

Ce moteur fonctionne à deux temps. Il comporte un cylindre moteur et une pompe. Le cylindre moteur reçoit, dans une première partie de sa course, de l'air comprimé qui lui est envoyé par la pompe et qui a dû traverser un carburateur où il s'est chargé de vapeur combustible ; le mélange est enflammé à son entrée dans le cylindre moteur, et brûle au fur et à mesure de son introduction, sous une pression constante BC (*fig.* 7). A un certain moment de la même course, on arrête l'admission, et les gaz brûlés se détendent adiabatiquement en CD. Dans l'autre course du piston moteur, il y a d'abord expulsion des gaz brûlés : pour tenir compte du travail négatif qu'on demande à la pompe ; on doit raisonner comme si, après une expulsion partielle, il y avait compression adiabatique ramenant la pression B*b*, sous laquelle a lieu la combustion.

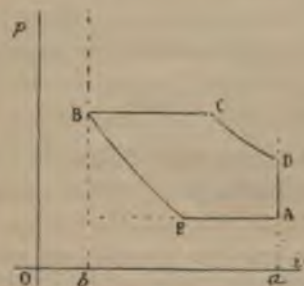


Fig. 7.

Le cycle-type a la forme AEBCDA [2] (*fig.* 7).

---

(1) Il s'agit du rendement *indiqué*. Comme le rendement *effectif*, mesuré au frein, diffère toujours du rendement indiqué, parce qu'il tient compte des frottements et autres causes de perte de puissance, et que ces causes de perte augmentent toujours de valeur relative quand le travail demandé diminue, on voit qu'en général les divers modes de réglage ont pour résultat de diminuer le rendement effectif quand diminue la charge, tandis qu'avec le système Letombe, le rendement effectif reste sensiblement constant quand la charge diminue.

(2) Nous laisserons de côté, dans cette étude sommaire, le moteur Diesel. C'est un moteur à combustion, dans lequel une partie de la combustion s'effectue à

III

7. Examinons maintenant ce que deviennent ces cycles, quand on adopte le diagramme entropique.

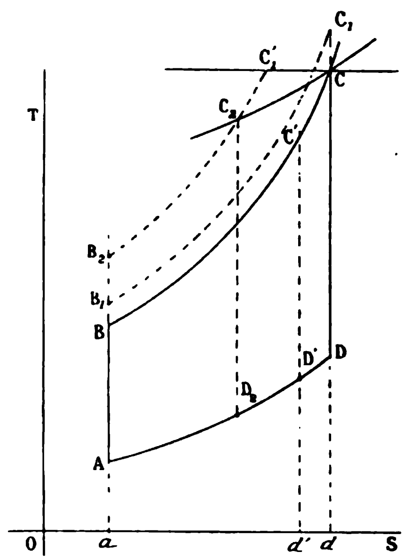


Fig. 8.

Le cycle de la *fig.* 5 (cycle Beau de Rochas, ou Otto) donnera un cycle formé de deux adiabatiques, c'est-à-dire de deux portions de

---

température constante : le cycle-type comprend une portion d'isotherme, entre l'adiabatique de compression et l'adiabatique de détente. Son auteur, M. Diesel, voyait dans cette forme de cycle une cause de supériorité, en ce que ce cycle rappelle — très incomplètement d'ailleurs — le cycle de Carnot. On a fait justice de sa prétention d'avoir construit un « moteur thermique rationnel », plus parfait en principe que les autres (Voir notamment les articles de MM. Witz et Brillouin dans la *Revue générale des Sciences* de 1898, t. IX; pp. 462, 478 et 557); mais il reste à l'inventeur le mérite d'avoir construit un moteur qui a un excellent rendement, *parce qu'il fonctionne, en pratique, sous de très fortes pressions;* c'est un moteur à quatre temps; dans la seconde course (rétrograde), on comprime de l'air dans la chambre de compression ; et, au début de la troisième course (directe), on injecte du pétrole dans cet air comprimé et chaud; il y a inflammation spontanée et combustion progressive : *on a ainsi supprimé tout allumage.* Le principal intérêt de ce moteur, ainsi que l'observe M. Witz, est d'avoir ramené l'attention vers les moteurs à combustion, qui, à égalité de pression maximum développée, sont moins dangereux que les moteurs à explosion, mais qui, étant d'une construction plus compliquée, sont restés jusqu'ici infiniment moins répandus.

verticales AB et CD, et de deux courbes de volume constant. Il prend la forme ABCD (*fig.* 8). Les mêmes lettres que celle de la *fig.* 5 sont mises aux points correspondants.

Si l'on avait affaire à un gaz ou à un mélange de gaz qui reste identique à lui-même, le tracé ne donnerait lieu à aucune difficulté. S a les dimensions d'une chaleur spécifique, et l'origine des abscisses peut être prise arbitrairement. On prendra arbitrairement un point A sur l'isotherme relative à la température T_A avant la compression, et on mènera la verticale AB jusqu'à l'isotherme de la température T_B, obtenue après la compression ; puis on décrira la courbe BC satisfaisant à l'équation :

$$c\,(\log T - \log T_B) = S - S_B. \qquad (1)$$

Rien n'est plus aisé que de la tracer par points, quand on s'est donné l'échelle (le nombre de degrés pour 1 centimètre pris sur les ordonnées, et le nombre de calories par gramme et par degré pour 1 centimètre sur les abscisses). On s'arrêtera quand on sera à la température T , obtenue après l'explosion. On mènera CD et on tracera DA par la même méthode.

En réalité, l'explosion à volume constant BC est une phase durant laquelle le gaz change de propriétés. On ne peut pas le traiter comme un gaz parfait pour lequel le coefficient R de la formule $pv = RT$ demeure constant [ce que suppose la formule (1)], et pour lequel la chaleur spécifique c ne varie pas. Il est aisé, même dans ce cas, de tracer la courbe BC, *sous la réserve que l'entropie du mélange ne cesse pas d'être définie et de satisfaire à l'équation* [1].

$$dS = \frac{dQ}{T},$$

dS étant la variation élémentaire de l'entropie et dQ la chaleur dégagée pendant un instant infiniment petit par la combustion. Sous la réserve que cette condition, que nous justifierons plus loin pour certains cas, soit remplie, on a en chaque point de la courbe BC :

$$\frac{c\,dT}{T} = dS.$$

Connaissant T et c et se donnant dS, on en déduit dT. Le nouveau point de la courbe ainsi obtenu représente une combustion plus

[1] Sur cette réserve, voir plus bas, notre article : *Sur l'entropie d'un mélange gazeux en combustion.*

avancée que le précédent, une composition nouvelle du mélange de comburant et de combustible, par suite une nouvelle valeur moyenne de c, que l'on fera servir au calcul de l'élément suivant de la courbe. On arrive ainsi de proche en proche jusqu'en C.

Cela posé, le rendement indiqué théorique sera :

$$\frac{\text{Surface ABCD}}{\text{Surface } a\text{BC}d}.$$

Si les deux mélanges, qui évoluent dans les deux périodes BC et AD, étaient identiques à eux-mêmes et entre eux, on aurait un coefficient c constant et unique, et il est aisé de voir que le rendement ne dépendrait que du rapport $\frac{v'}{v}$ des volumes spécifiques en BC et en AD. Comme corollaire, si l'on s'arrange pour que l'explosion s'arrête en un point C' de température inférieure à C, et qu'en ce point C' on produise la détente C'D', *on ne change pas le rendement*. C'est ce qu'on réalise dans la régulation du moteur Otto, en appauvrissant le mélange en gaz combustible : la chaleur dégagée par la combustion est moindre, et on n'atteint, après l'explosion, ni la même pression ni la même température. Le rendement reste pourtant le même.

La *fig.* 8 suffit à montrer que cette constance du rendement reste approximativement vraie, lors même que c n'a pas la même valeur tout le long des courbes BC et AD.

Elle montre aussi, *sans calcul*, que le rendement augmente quand on réduit le volume spécifique durant l'explosion, c'est-à-dire qu'on élève la courbe BC en B_1C_1, le volume avant la compression restant le même. On voit par là l'intérêt de pousser la compression ou, d'une façon plus précise, de *rendre aussi petit que possible le rapport entre le volume spécifique à la fin de la compression et le volume spécifique initial*.

8. Insistons un peu sur ce point. Si l'on se donne d'avance le moteur tout construit, par suite, le volume de la cylindrée et le volume de la chambre de compression, le rendement thermique théorique est connu, au moins approximativement ; il ne le serait rigoureusement que si les chaleurs spécifiques du mélange restaient constantes durant la combustion [1] : mais on en a une valeur approchée.

Mais si on a un moteur à construire, telles ne sont pas toujours

[1] Toujours sous les réserves qui seront formulées dans l'article ci-dessous

les données. On peut se donner, d'une part le volume de la cylindrée, d'autre part la pression maximum qu'on peut tolérer. On disposera dès lors du volume de la chambre de compression.

Il y aura lieu alors de s'arranger *pour que la température à la fin de l'explosion soit aussi basse que possible*. En effet, plus elle s'abaissera, plus l'on ira vers la gauche, sur la ligne d'égale pression du point C, CC_2; plus, par suite, la ligne B_2C_2 s'élèvera au-dessus de BC. C'est ce qu'on réalise en comprimant à plus forte pression un mélange contenant une certaine proportion de gaz inerte, ou encore entraînant des gouttelettes d'eau qui se vaporisent durant l'explosion. Avec une compression initiale plus forte, on arrive à la même pression finale et à une température finale plus basse. On a diminué la quantité de chaleur mise en jeu durant l'explosion, mais on a augmenté le rendement (*fig.* 8, cycle $AB_2C_2D_2$).

Si l'on s'imposait une température après l'explosion, égale à une valeur donnée, à celle du point C par exemple, et qu'on disposât du volume de la chambre de compression, on verrait de même qu'il y a avantage, au point de vue du rendement, *à augmenter la pression après l'explosion*.

A pression finale donnée, on a un rendement d'autant meilleur que la température finale est plus basse.

A température finale donnée, on a un rendement d'autant meilleur que la pression finale est plus forte.

Ces conclusions ont été déduites de considérations fort ingénieuses, mais trop peu précises, par M. le lieutenant d'artillerie Duperron, qui a consacré à l'étude des moteurs à gaz deux articles très intéressants, publiés dans le *Génie civil* [1]. M. Duperron conclut à la supériorité d'un moteur sur lequel il a tenté déjà quelques essais, et qui comporterait un *brûleur-vaporisateur*, c'est-à-dire une injection d'eau dans le mélange combustible. C'est, il est vrai, un moteur *à combustion ;* mais l'artifice est analogue à celui qu'emploie M. Donat Banki, dans un moteur *à explosion* du type Otto, qui se trouve décrit dans les leçons de M. Marchis.

9. Le cycle du moteur Charon diffère du cycle Otto par l'introduction d'une ligne de pression constante AE, qui précède la compression adiabatique EB. Dans le diagramme entropique, le cycle a la forme

---

[1] O. Duperron, *Imperfections des cycles des moteurs thermiques* (*Génie civil*, t. XXXVII, 2e semestre 1900; p. 55 et 79).

de la *fig.* 9 (mêmes lettres qu'à la *fig* 6). D'après ce qu'on a dit au § 3, la ligne d'égale pression AE a une inclinaison intermédiaire entre la ligne d'égal volume et l'isotherme qui passent par le même point.

Les propriétés générales du type Otto sont conservées. Ce qui est plus particulièrement intéressant, ce sont les modes de réglage, que permet la variation de l'admission.

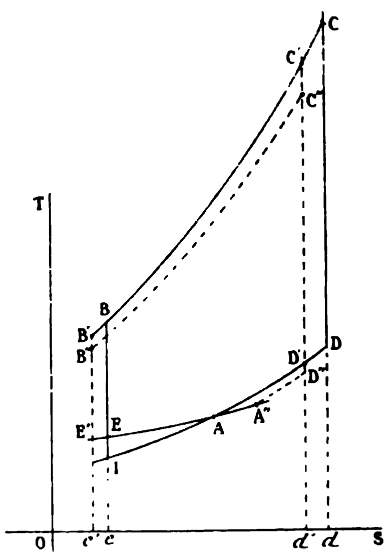


Fig. 9.

Le réglage par le procédé de Ganz (§ 5) a pour effet de rejeter l'adiabatique de compression E'B' à gauche de EB et l'adiabatique de détente C'D' à gauche de CD. Or, d'après ce qu'on a vu au paragraphe précédent, le rapport $\frac{CD}{Dd}$ est sensiblement égal au rapport $\frac{BI}{Ie}$; il est, par conséquent, supérieur au rapport $\frac{BE}{Ee}$. Donc, en ajoutant au cycle la bande verticale BB'E'E dans la région étroite, et en lui retranchant la bande CC'D'D dans la région large, on réduit le rendement.

Le raisonnement précédent a besoin d'être légèrement rectifié. Avant et après le réglage, on n'a plus affaire à la même *masse* de gaz. Si l'on veut continuer à prendre pour coordonnées l'entropie rapportée à l'unité de masse, et la température, on trouvera que les

lignes d'égale température et les lignes d'égale pression restent invariables, et continuent à correspondre aux mêmes valeurs numériques de la température et de la pression; mais un même point M de l'épure ne correspond plus, dans les deux cas, à la même valeur numérique de l'entropie totale de la masse gazeuse, ou à la même valeur du volume total de cette masse. La ligne de volume constant décrite durant l'explosion se déplacera d'un cas à l'autre, parce que, pour le même volume total, qui reste celui de la chambre de compression, on a, dans les deux cas, des volumes spécifiques différents.

Le réglage Ganz consiste, dans le cas où le travail à demander au moteur diminue, à réduire la masse gazeuse. Donc la ligne de volume constant décrite durant l'explosion correspond ici à un volume spécifique plus grand, et, par suite, se place sur l'épure *au-dessus de* BC. La ligne réellement décrite est B"C" (*fig.* 9). De même, la ligne correspondante à l'expulsion sous un volume égal à celui du cylindre se place au-dessus de AD, en A"D"; et le cycle nouveau présente, par rapport au cycle primitif, un *glissement vers le bas*, en même temps qu'un *glissement vers la gauche*, ce qui est une double raison de réduction du rendement, du moment que la ligne AE d'égale pression conserve une position invariable.

10. Le réglage par le procédé Letombe donne lieu à un raisonnement analogue. Au lieu de prolonger l'admission, on l'anticipe, mais on règle la composition du mélange nouveau de telle sorte qu'à la fin de l'explosion on ait la même pression avec une température inférieure.

Le nouveau point C, sera donc un point C_1 situé sur la ligne de pression constante qui passe par C, et au-dessous de C, (*fig.* 10), puisque la température doit être inférieure; c'est-à-dire que la ligne B_1C_1 décrite durant l'explosion passe au-dessus de BC. De même la ligne A_1D_1, passera légèrement au-dessus de AD; mais cette modification ne compense pas l'autre, à cause de la fixité de la ligne AE. Ici on a donc un déplacement du cycle vers le haut. En même temps on a une réduction à droite et à gauche. En définitive, on a augmentation visible du rendement.

D'une façon générale, avec un moteur de ce type, les volumes du cylindre et de la chambre de compression étant donnés, si l'on fait passer la ligne d'explosion B_1C_1 au-dessus de BC, on élèvera le rendement. On sera sûr d'y être arrivé, si, *la pression après l'explosion étant restée invariable, on a abaissé la température après l'explo-*

sion, ou encore, si la température après l'explosion étant restée invariable, on a élevé la pression après l'explosion. Dans les deux cas, en effet, le point C s'est déplacé vers la gauche.

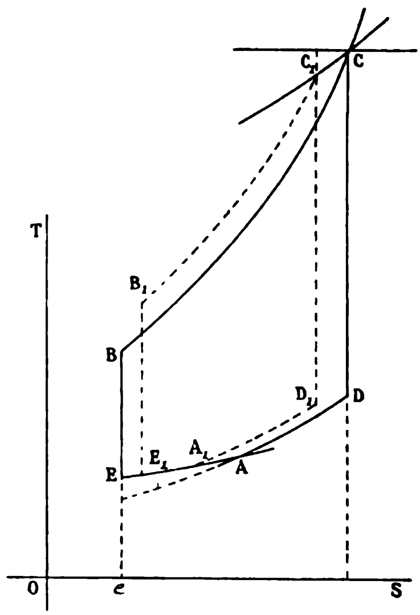


Fig. 10.

La conclusion est donc la même que dans l'étude du cycle Otto. La différence, tout à l'avantage du moteur Charon, est que celui-ci présente plus de souplesse; et que la pression après l'explosion étant donnée, *ainsi que le volume de la cylindrée et le volume de la chambre de compression*, il reste encore un paramètre variable, ce qui n'avait pas lieu dans le cycle Otto. Cette indétermination permet, étant donnée la pression finale, de se donner arbitrairement la température finale, et ce qui n'était possible, avec le moteur Otto, qu'à la condition de garder indéterminé le volume de la chambre de compression.

11. Examinons enfin le moteur à combustion sous pression constante. Son diagramme entropique a la forme de la *fig.* 11. Le simple aspect de la figure met en lumière les faits suivants :

1° Le rendement augmente avec la pression de combustion (la pression initiale. qui est la pression atmosphérique, étant maintenue constante);

2° A cause de la ligne DA, dont l'existence tient à ce que la pression à la fin de la détente reste, en général, supérieure à la pression extérieure, on élève le rendement en réduisant le cycle sur sa droite, *c'est-à-dire en abaissant la température finale de combustion à pression constante.*

12. Dans les cycles des deux derniers types étudiés, on avait deux courbes DA et AE, l'une à volume constant, l'autre à pression constante, se coupant en A. Dans les cycles réels, il n'y a pas d'angle

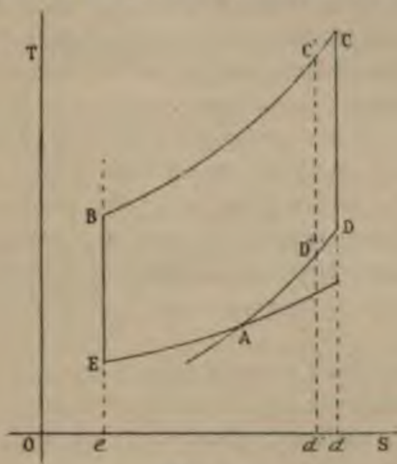


Fig. 11.

bien net, mais une courbe de raccordement reliant DA et AE. On voit, sur le diagramme entropique, que le raccordement des deux courbes altère très peu le rendement, et, en tous les cas, ne change rien aux conclusions relatives aux *variations* de ce rendement.

Nous croyons que ces exemples suffisent pour montrer l'intérêt que présente le diagramme entropique, aussi bien en physique appliquée qu'en physique pure.

SUR L'ENTROPIE D'UN MÉLANGE GAZEUX EN COMBUSTION ;

Par M. Bernard BRUNHES.

1. Une objection grave se présente d'elle-même à quiconque veut introduire la notion d'entropie et le diagramme entropique dans l'étude des moteurs à gaz et à pétrole. L'explosion ou la combustion

du mélange gazeux est un phénomène essentiellement irréversible. A un instant de cette explosion, l'entropie du mélange est-elle calculable? Peut-on seulement dire qu'elle existe?

Quelques-uns des ingénieurs qui se sont occupés des moteurs à gaz se sont résolument prononcés pour la négative ([1]), et ont pris le parti de laisser absolument de côté la notion d'entropie.

Nous voulons montrer ici que l'entropie est, au contraire, déterminée et calculable, *dans certaines conditions bien définies.*

2. Considérons un mélange détonant qui fait explosion à volume constant. L'indicateur tracera une portion de verticale, indiquant que la pression a augmenté, et en même temps la température. Dans les calculs fondés sur l'emploi des variables ordinaires, on donne une formule qui relie la température finale à la pression finale, connaissant la température et la pression initiale. Pour établir cette formule, on admet, — encore qu'on ne le dise pas toujours très nettement, — qu'à chaque instant de cette combustion très rapide, la pression et la température du mélange sont *définies;* c'est-à-dire que la pression et la température sont, à chaque instant, uniformes dans le mélange.

C'est là une hypothèse qui n'est jamais en conformité rigoureuse avec les faits. Dans toute explosion, la combinaison se fait au voisinage d'un point du mélange, échauffé par un corps incandescent ou une étincelle, et se propage de là dans toute la masse. On raisonne néanmoins comme si la pression et la température gardaient des valeurs uniformes, croissant très rapidement, mais d'une façon régulière et continue, avec le temps.

Nous admettrons essentiellement cette hypothèse. Ce n'est qu'à cette condition que nous pourrons parler de l'entropie à un moment quelconque de la combustion.

2. Supposons donc que le mélange, enfermé dans la chambre de compression, s'y trouve, au début, exactement *au point de réaction,*

---

(1) Voir notamment M. Descamps, *Revue de Mécanique*, 1900. M. Marchis, dans une note récente (*C. R.*, 18 mars 1901) a insisté sur les objections qu'on peut faire à l'emploi du diagramme entropique, et les a même précisées. Nous sommes d'accord avec lui sur la nature des raisonnements que l'on peut établir sur cette base, mais nous persistons à penser que ces raisonnements ne sont pas pour cela dénués d'intérêt. Les conclusions qu'on en tire ont besoin, plus encore qu'en d'autres questions, d'être soumises au contrôle de l'expérience, mais ce mode de raisonnement permet de voir d'une façon plus intuitive et plus simple bien des choses qui se trouvent vraies.

où la combinaison commence à devenir possible. A partir de ce moment, la combinaison devient explosive, l'accélération de la réaction étant positive, et la combinaison se poursuit jusqu'à ce qu'elle soit intégrale.

Si j'appelle α la proportion des produits de la combustion à la masse totale du mélange, α varie ainsi de 0 à 1, tandis que la température varie du point de réaction à la température finale.

Considérons deux états successifs de la masse gazeuse, définis le premier par α et la température T, le second par $\alpha + d\alpha$ et $T + dT$. Le passage de l'un à l'autre est une combustion essentiellement irréversible. Ces deux états sont deux états de faux équilibre.

Pour passer de l'un à l'autre, la quantité de chaleur communiquée au mélange gazeux est :

$$dQ = -L d\alpha + c dT,$$

L étant une *chaleur de combustion élémentaire*, et c la capacité calorifique du système sous volume constant (pour l'unité de masse). Et comme il n'y a pas, par hypothèse, de chaleur communiquée à l'extérieur,

$$dQ = 0;$$

d'où :

$$L d\alpha = c dT.$$

Remarquons que, dans cette modification élémentaire, la variation d'énergie interne est nulle, puisque l'on a à la fois $dQ = 0$ et $dv = 0$.

Pour passer de l'état (α, T) à l'état $(\alpha + d\alpha, T + dT)$, on pourrait adopter un chemin réversible, ou plutôt *quasi-réversible ;* il existe une température θ pour laquelle il y a *dissociation* du gaz brûlé quand il est en proportion α ; pour une proportion $\alpha + d\alpha$, la température de dissociation ou d'équilibre est $\theta + d\theta$. J'échaufferai le mélange α de T à θ, mais, pour éviter qu'il y ait combinaison, je séparerai les gaz mélangés à la température T, je les porterai séparément à la température θ, et là, je les mélangerai de nouveau. J'effectuerai une combinaison élémentaire réversible $d\alpha$ et j'élèverai le mélange à $\theta + d\theta$; puis je séparerai les gaz mélangés ; je les ramènerai, séparés, à $T + dT$, et là je les mélangerai de nouveau.

On a passé de l'état initial à l'état final par une série d'opérations réversibles, à part celles qui consistent à mélanger des gaz différents et à les séparer. La séparation directe est, en général, impraticable ;

mais on a le droit de l'imaginer, parce que cette opération, comme l'opération inverse, le mélange des gaz, ne fait pas varier l'entropie. C'est là tout au moins l'hypothèse fondamentale sur laquelle Gibbs a fondé la théorie de la dissociation. Nous admettrons encore expressément cette hypothèse.

Dès lors la variation d'entropie est parfaitement *définie.*

3. Comment peut-elle être *évaluée?* Je dis que, dans bien des cas, l'on pourra prendre comme valeur suffisamment approchée :

$$dS = \frac{cdT}{T}.$$

Cela revient à supposer que — $Ld\alpha$ est entièrement de la *chaleur non compensée* n'entraînant aucune variation d'entropie. D'une façon générale, on peut écrire :

$$L = L_1 + L_2,$$

$L_1 d\alpha$ étant la *chaleur non compensée*, et $L_2 d\alpha$ la *chaleur compensée*, relative à la combinaison $d\alpha$. Si l'on reste loin de la température de dissociation, L_2 est petit par rapport à L_1 et peut être négligé.

Tout se passe alors comme si la chaleur $dQ = Ld\alpha$ était versée à chaque instant, *par une source extérieure au système*, et comme si cette chaleur *avait pour unique effet d'échauffer le mélange gazeux sans en changer la nature.*

C'est moyennant cette hypothèse que l'on peut écrire, avec M. Witz :

« On utilise la chaleur de combustion pour élever, dans le cylindre même, la température d'un mélange complexe de gaz dont la composition importe peu à la transformation du calorique en travail. *Le moteur à gaz tonnant est une machine à air chaud dont le foyer est intérieur.* Par le fait de la combustion, des combinaisons surviennent, qui actualisent l'énergie potentielle du mélange des gaz combustible et comburant ; mais la masse du fluide mise en œuvre reste identique ; sa chaleur spécifique totale ne subit qu'une variation insensible, et la condensation n'atteint pas $\frac{1}{100}$ du volume primitif [1]... »

4. Admettons maintenant que L_2 ne soit pas nul : nous pouvons

---

[1] Witz, *Traité des moteurs à gaz*, t. I, p. 131.

pratiquement supposer que $\frac{L_2}{L}$ est un rapport assez petit : on a :

$$L_1 d\alpha + L_2 d\alpha - c dT = 0,$$
$$dS = \frac{c dT - L_2 d\alpha}{T} = c \frac{dT}{T}\left(1 - \frac{L_2}{L_1 + L_2}\right).$$

Si la courbe d'explosion donnant S en fonction de T était, avec $L_2 = 0$, BC (*fig.* 1), elle devient BC_1 (pour $L_2 > 0$).

La courbe relative à la décomposition fictive après détente, DA, devient de même D_1A [1].

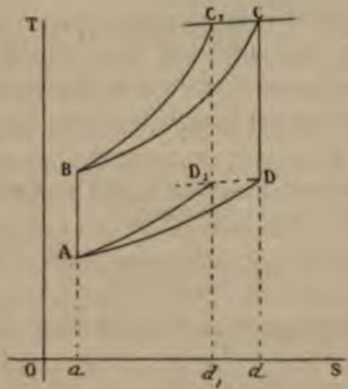


Fig. 1.

---

[1] Il est à remarquer que la courbe DA ne correspond plus à $dQ = 0$, ou à : $L d\alpha + c dT = 0$. Pour la courbe BC on avait :

$$-\int_0^1 L d\alpha + \int_{T_B}^{T_C} c dT = 0\ ;$$

la chaleur employée pour élever le mélange de T_B à T_C était empruntée tout entière à la combustion du gaz. Au contraire en DA, l'on a :

$$-\int_1^0 L d\alpha + \int_{T_D}^{T_A} c dT = Q'.$$

Q' étant la chaleur que devrait *emprunter* le mélange à l'extérieur pour subir exactement, en même temps qu'une décomposition en ses composants, la transformation DA. La chaleur cédée par le mélange à la source froide, en se refroidissant de T_D à T_A, est en somme l'excès de la chaleur de combustion $\int_0 L d\alpha$ (entre T_A et T_D) sur cette quantité Q' ; tandis que la chaleur qu'il empruntait à

Tant que $\frac{L_2}{L}$ reste assez petit, ce qui reste vrai toutes les fois qu'on est dans des conditions où la combustion est franche et spontanée, on voit que le nouveau cycle ACC_1D_1 est plus petit que l'ancien ABCD, mais que le rendement défini par le rapport : $\frac{\text{aire } ABC_1D_1}{\text{aice } aBC_1d_1}$ ne diffère pas sensiblement du rapport : $\frac{\text{aire } ABCD}{\text{aire } aBCd}$.

Les conclusions relatives aux sens des *variations* du rendement par la variation d'un des paramètres qui définissent le cycle, ne seront pas changées.

5. On pourrait être tenté de raisonner ainsi :

Ne nous préoccupons nullement de la signification de l'entropie et du mot entropie. Rapportons l'état du système à deux coordonnées, S et T, dS étant défini par la condition que, lors d'une combustion,

---

la source chaude en s'échauffant de T_B à T_C était uniquement la chaleur de combustion dans ces conditions de température.

On a ici :

$$dS = \frac{cdT}{T} = \frac{Ld\alpha}{T} - \frac{dQ'}{T}$$

dans le cas de $L_2 = 0$; et dans le cas où L_2 est positif.

$$dS = \frac{cdT - L_2 d\alpha}{T} = \frac{L_1 d\alpha}{T} - \frac{dQ'}{T}.$$

d'où :

$$dS = \frac{cdT}{T}\left(1 - \frac{Ld\alpha - dQ'}{L_2 d\alpha}\right).$$

Le rapport qui figure après 1 —, dans la parenthèse, a son dénominateur inférieur à celui qui figure dans la parenthèse de (1). D'autre part $\frac{L_2}{L}$ serait inférieur, en général, à ce qu'il est dans (1) puisque l'on est à température plus basse. Sans être à même de calculer exactement dans chaque cas particulier le coefficient de $\frac{cdT}{T}$ dans (2), on peut donc affirmer qu'il ne diffère pas beaucoup de ce qu'il est dans (1). Si ces deux coefficients étaient rigoureusement égaux, le rendement ne serait nullement altéré : il ne serait le même que si L_2 était exactement nul. En pratique comme le montre la figure (1) il sera peu altéré, et pourra, être suivant les cas, légèrement augmenté ou diminué.

Mais cette altération possible de la valeur absolue du rendement ne changera évidemment rien aux conclusions que nous avons déduites de la considération des variations très petites des cycles. Le sens de la variation du rendement, pour une de ces variations, reste évidemment le même que l'on ait pris les courbes tracées en partant de la valeur exacte de dS, ou, comme précédemment, les courbes approchées définies par $dS = \frac{cdT}{T}$.

on ait à chaque instant :

$$dS = -\frac{dq}{T},$$

dq étant la chaleur procurée au système par la combustion, durant un intervalle de temps élémentaire. En traçant, d'après cette définition, les courbes BC et AD, on a, évidemment, dans les aires aBCd, aADd, la représentation de la chaleur procurée au système par la combustion dans la chambre de compression, et de celle qu'il restituerait si l'on pouvait, après la détente, revenir au mélange primitif. Dès lors, la différence, c'est-à-dire l'aire BCDA, n'est-elle pas la chaleur transformée en travail ? On aurait ainsi pour valeur du rendement le rapport des aires ABCD et aBCd, sans avoir besoin de se demander si l'entropie du mélange en un point quelconque M du cycle a seulement une signification.

Il semble bien que ce soit, en pratique, la façon de raisonner de certains ingénieurs qui font usage du diagramme en S et T.

6. Ce raisonnement n'est pas correct. Toute la différence entre la chaleur de combustion et la chaleur restituée par les gaz brûlés, n'est pas transformée en travail extérieur (indépendamment, bien entendu, des imperfections pratiques); car il y a eu, entre B et C, et de même entre D et A, variation de nature du mélange gazeux, et une partie de la chaleur mise en jeu peut être consacrée à un « travail interne ».

Au contraire, l'aire du cycle représente bien la chaleur équivalente au travail extérieur, si l'on a eu soin de tracer les courbes BC et DA, satisfaisant à l'équation différentielle :

$$dS = \frac{cdT - L_x dx}{T} = -\frac{dq_1}{T},$$

où dq_1 représente la *chaleur non compensée* mise en jeu à un instant de la combustion. La conception d'un moteur à gaz qui serait un « moteur à air chaud à foyer intérieur » devient correcte, à la condition d'admettre que la chaleur versée au mélange durant l'explosion est la partie de la chaleur de combustion qui est de la *chaleur non compensée* [1]. *Et le rendement théorique thermodynamique* d'un moteur à gaz devrait être défini : *le rapport de la chaleur équivalente au*

[1] Nous ne disons pas ici « la variation de l'énergie libre, » ou « du potentiel thermodynamique interne du mélange », car ici la réaction n'est en aucune façon isothermique, et la chaleur non compensée élémentaire n'est pas, en général, une différentielle exacte.

travail produit par le moteur, supposé parfait, à la chaleur non compensée dégagée dans la combustion.

On sait d'ailleurs que, pour toute réaction spontanée, fortement exothermique, la chaleur non compensée est sensiblement égale à la chaleur totale.

Les mêmes considérations s'appliquent évidemment aux moteurs à combustion sous pression constante.

ÉTUDE GÉOMÉTRIQUE DU CONDENSATEUR TRANSFORMATEUR ;

Par M. E. PERREAU.

La méthode de représentation géométrique des vecteurs est d'une grande utilité dans l'étude des courants alternatifs. Non seulement elle conduit à des épures qui permettent, plus facilement que les calculs, de mesurer les diverses quantités qui interviennent, elle peut encore, dans certains cas, montrer très simplement l'influence des variations de l'une d'entre elles.

Je suis arrivé, pour le cas du *condensateur-transformateur*, à une étude géométrique très simple, que je crois bon de faire connaître.

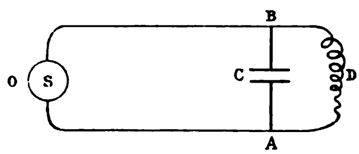


Fig. 1.

Les deux bornes de l'alternateur O de force électromotrice

$$e = E \sin \omega t,$$

de résistance r, de self-inductance l, d'impédance a, de décalage intérieur $\varphi \left(\tang \varphi = \frac{l\omega}{r}\right)$, sont reliées, d'une part, aux deux extrémités du circuit d'utilisation BDA de résistance r_1, de self-inductance l_1, d'impédance a_1, de décalage $\varphi_1 \left(\tang \varphi_1 = \frac{l_1\omega}{r_1}\right)$, et, d'autre part, aux deux armatures d'un condensateur C, ainsi placé en dérivation entre les extrémités A et B du circuit d'utilisation.

Ce cas est à peu près celui qui se présente dans la pratique, quand les deux bornes de l'alternateur sont reliées aux deux extrémités du circuit d'utilisation par des câbles présentant de la capacité, comme des câbles armés souterrains.

Appelons i, i_1, i_2, les courants à un moment donné dans les circuits AOB, BDA, BCA, comptés positivement dans les sens ainsi indiqués, et u, le voltage à ce moment entre les deux points A et B.

On a les relations :

$$i = i_1 + i_2$$

$$u = i_1 r_1 + l_1 \frac{di_1}{dt},$$

$$i_2 = C \frac{du}{dt}$$

$$e = u + ir + l \frac{di}{dt}.$$

Représentons le vecteur $i_1 r_1$ par une droite OF arbitraire ; sa longueur représentera, à l'échelle de la figure que nous déterminerons,

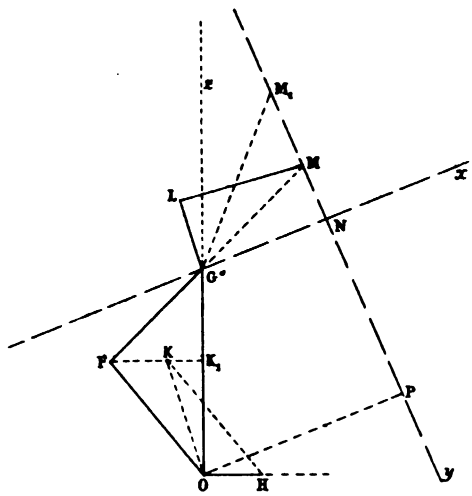


Fig. 2.

l'amplitude $r_1 I_1$ du vecteur $r_1 i_1$; $l_1 \frac{di_1}{dt}$ est un vecteur en avance de phase de $\frac{\pi}{2}$ sur $r_1 i_1$, et d'amplitude $l_1 \omega_1 I_1 = OF \times \frac{l_1 \omega}{r_1}$: c'est FG.

Le vecteur OG, somme de OF et de FG, est donc le vecteur u d'amplitude $U = I_1 a_1$.

Le vecteur i_2 est en avance de phase de $\frac{\pi}{2}$ sur u et a une amplitude $C\omega U$. Le vecteur $r_1 i_2$ sera donc OH, tel que OH est perpendiculaire à OG, et que tang $OGH = r_1 C\omega$.

La somme des deux vecteurs $OF = r_1 i_1$ et $OH = r_1 i_2$ donne le vecteur $OK = r_1 i$, en retard de phase de ψ sur $OG = u$.

Pour obtenir maintenant le vecteur e, je mène par G une droite GL parallèle à OK, et de longueur égale à $OK . \frac{r}{r_1}$; GL représente le vecteur ri; puis, par L, je mène LM en avance de phase de $\frac{\pi}{2}$ sur GL, et de longueur égale à $GL \times \frac{l\omega}{r}$; LM représente le vecteur $l\frac{di}{dt}$.

Par suite, le vecteur OM, somme de $OG = u$, de $GL = ri$, de $LM = \frac{ldi}{dt}$ représente le vecteur e; GM représente le vecteur d'amplitude Ia.

Comme l'amplitude de e est donnée égale à E, il en résulte que l'échelle à laquelle est construite la figure est maintenant déterminée, et qu'on peut mesurer les diverses quantités I, I_1, I_2, U, etc.

Dans la pratique, ce qui intéresse est de savoir comment varient les rapports $\frac{I}{I_1}$ et $\frac{E}{U}$, quand la capacité C varie, le courant d'utilisation I_1 étant supposé constant.

La figure montre que :

$$\frac{I}{I_1} = \frac{GM}{OG} \cdot \frac{a_1}{a}. \qquad \frac{E}{U} = \frac{OM}{OG}.$$

Tout revient donc à voir comment se déplace le point M quand C varie.

Quand C varie, le point H se déplace sur la droite OH perpendiculaire à OG, le point K se déplace sur la droite FK_1, parallèle à OH menée par F; donc on a :

$$OK \cos\psi = r_1 I \cos\psi = r_1 I_1 \cos\varphi_1$$

Par suite :

$$GM \cos\psi = aI \cos\psi = aI_1 \cos\varphi_1 = C^{te}.$$

Menons la droite fixe GX faisant, avec le prolongement de OG, un angle φ, et abaissons de M la perpendiculaire MNY sur cette

droite, on voit que l'angle MGN = angle LGZ = ψ, donc que :

$$GN = GM \cos\psi = aI_1 \cos\varphi_1 = C^{te};$$

par suite, que le point M se déplace sur la droite fixe NY, faisant avec OG un angle $\frac{\pi}{2} - \varphi$, et distante de G de $aI_1 \cos\varphi_1$.

Pour C = o, le point H est en O, K en F, $\psi = \varphi_1$, et le point M est en M_1, tel que $NM_1 = FK_1 \frac{a}{r_1}$; et angle $NGM_1 = \varphi_1$.

Les triangles semblables OFK et MGM_1 nous montrent alors que :

$$M_1M = FK \frac{a}{r_1} a = C\omega U.$$

Donc, quand C varie, le point M se déplace sur la droite M_1NY, en s'éloignant de M_1 d'une longueur égale à $aC\omega U$.

Nous pouvons maintenant étudier facilement la variation des rapports :

$$\frac{I}{I_1} = \frac{GM}{OG}\frac{a_1}{a} \qquad \text{et} \qquad \frac{E}{U} = \frac{OM}{OG}.$$

Pour :

$$C = o, \qquad GM_1 = I_1 a, \qquad \frac{I}{I_1} = 1,$$

ce qui était évident *a priori*.

Comme :

$$OM_1^2 = I_1^2 \{ a_1^2 + a^2 + 2aa_1 \cos(\varphi - \varphi_1) \}$$
$$\frac{E}{U} = \frac{\sqrt{a_1^2 + a^2 + 2aa_1 \cos(\varphi - \varphi_1)}}{a_1}.$$

Lorsque C augmente, M se rapproche de N, GM diminue, OM aussi ; les deux rapports $\frac{I}{I_1}$ et $\frac{E}{U}$ diminuent ainsi que le décalage ψ.

Lorsque M est en N, c'est-à-dire pour une valeur de C, donnée par :

$$aC\omega U = I_1 a \sin\varphi_1$$
$$C = \frac{\sin\varphi_1}{a_1\omega} = \frac{l_1}{a_1^2};$$

$\frac{I}{I_1}$ est minimum et égal à $\frac{I_1 a \cos\varphi_1}{I_1 a_1} \cdot \frac{a_1}{a} = \cos\varphi_1$.

$\psi = o$, i est en concordance de phase avec u :

$$\frac{E}{U} = \frac{ON}{OG} = \frac{\sqrt{a_1^2 + a^2 \cos^2\varphi_1 + 2aa_1 \cos\varphi \cos\varphi_1}}{a_1}$$

C continuant à croître, i est en avance de phase sur u, et le rapport $\frac{I}{I_1}$ croîtra alors indéfiniment.

$\frac{E}{U}$, lui, continue à décroître pour passer par un minimum, lorsque M est en P, pied de la perpendiculaire abaissée de O sur NY, c'est-à-dire pour une valeur de C, donnée par :

$$aC\omega I_1 a_1 = M_1N + NP = I_1 a \sin\varphi_1 + I_2 a_1 \sin\varphi$$
$$C = \frac{\sin\varphi_1}{a_1\omega} + \frac{\sin\varphi}{a\omega} = \frac{l_1}{a_1^2} + \frac{l}{a^2}.$$

La valeur minimum de $\frac{E}{U}$ correspondante égale à $\frac{OP}{OF}$ sera :

$$\frac{E}{U} = \frac{a_1 \cos\varphi + a \cos\varphi_1}{a_1} = \frac{a_1^2\, r + a^2 r_1}{aa_1^2}.$$

A ce moment :

$$\frac{I}{I_1} = \frac{GP}{OG}\frac{a_1}{a} \quad \text{sera} \quad \sqrt{\frac{a_1^2 \sin^2\varphi + a^2 \cos^2\varphi_1}{a^2}}$$

et le décalage ψ sera donné par $\tang\psi = \tang \text{NOP} = \frac{a_1 \sin\varphi}{a \cos\varphi_1}$;

C continuant ensuite à croître, $\frac{I}{I_1}$ et $\frac{E}{U}$ croissent indéfiniment en même temps que l'avance de phase ψ de i sur u qui croît jusqu'à $\frac{\pi}{2}$ pour $C = \infty$.

Cette discussion montre que, pour faire passer dans un circuit d'utilisation donné un courant d'intensité donnée, on peut, en plaçant en dérivation un condensateur, employer une force électromotrice plus petite que celle nécessaire sans cela, et qu'en outre il passera dans le circuit de l'alternateur un courant plus petit donnant naissance à une dissipation plus faible d'énergie par chaleur de Joule.

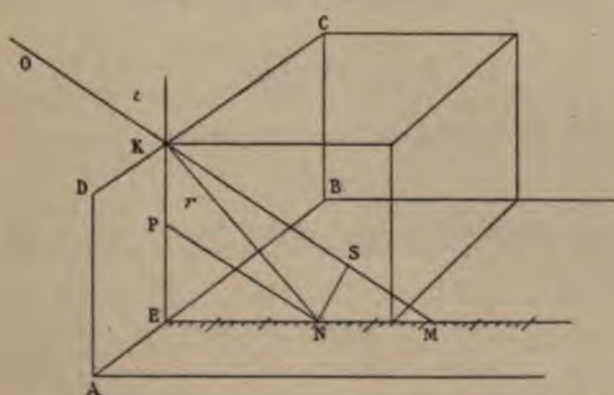
Le condensateur agit comme un transformateur recevant un courant I sous une force électromotrice E et donnant un courant plus fort I_1 sous un voltage plus faible U. Son emploi est particulièrement avantageux, quand la capacité C est $\frac{l_1}{a_1^2}$, qui donne le minimum de $\frac{I}{I_1} = \cos\varphi_1$.

SUR LA MÉTHODE DE KÉPLER DANS LA RÉFRACTION;

Par M. C. MALTÉZOS.

On sait que Képler, pour trouver une relation entre l'angle d'incidence et l'angle de réfraction de la lumière, disposait, derrière un écran opaque ABCD (*fig.* 1), un parallélipipède de verre de même hauteur, reposant sur une planchette montée à angle droit avec l'écran et blanchie. L'appareil était exposé au soleil de façon que, les rayons tombant perpendiculairement sur le bord CD de l'écran, deux ombres se dessinaient sur la planchette : l'une EM, due aux rayons ayant continué leur trajet dans l'air, l'autre EN, produite par la lumière transmise dans le verre. La longueur de ces ombres avec la hauteur de l'écran définissaient les angles d'incidence et de réfraction (i et r). Képler n'a pas pu ainsi trouver la loi vraie de la réfraction, mais il a reconnu que, pour les petits angles, on a :

$$\frac{i}{r} = n, \tag{1}$$



n étant une constante. Cela provient de ce qu'il mesurait la longueur des ombres EM et EN, qui sont :

$$(EM) = (EK) \operatorname{tang} i$$
$$(EN) = (EK) \operatorname{tang} i$$

d'où :

$$\frac{(EM)}{(EN)} = \frac{\operatorname{tang} i}{\operatorname{tang} r}.$$

Ce rapport n'est pas constant. Mais, si les angles sont petits, on peut remplacer les tangentes par les angles ou encore par les sinus, et l'on aura :

$$\frac{(\mathrm{EM})}{(\mathrm{EN})} = \frac{\operatorname{tang} i}{\operatorname{tang} r} = \frac{i}{r} = \left(\frac{\sin i}{\sin r}\right) = n,$$

c'est-à-dire la loi de Képler.

Nous allons maintenant montrer que, par cette méthode, on peut déterminer l'épaisseur apparente de la lame pour chaque position de l'œil (si l'on pose l'œil dans le plan KENM dans la marche réciproque des rayons), ainsi que le déplacement parallèle des rayons, sans le secours de l'indice de réfraction de la lame, enfin qu'on peut mesurer cet indice.

Pour cela, nous divisons la planchette en divisions égales, par des droites parallèles à l'écran, pour mesurer la longueur des ombres, ou, ce qui revient au même, la distance à l'écran des points M et N, dont l'image se confond dans l'œil de l'observateur placé en O, et l'on aura la relation (2). Or on sait bien que le produit $(\mathrm{EK})\,\dfrac{\operatorname{tang} r}{\operatorname{tang} i}$ représente l'épaisseur apparente de la lame pour l'incidence i. On aura donc :

$$\chi = (\mathrm{EK})\,\frac{(\mathrm{EN})}{(\mathrm{EM})}. \tag{3}$$

Et si, de N, on tire NP parallèle à KM, on aura :

$$\chi = (\mathrm{EP});$$

Cherchons maintenant le déplacement des rayons. On sait qu'en posant $(\mathrm{EK}) = e$, on a :

$$\rho = (e - \chi)\sin i = e \sin i\left(1 - \frac{\chi}{e}\right),$$

et par l'équation (3) :

$$\rho = e \sin i\left(1 - \frac{(\mathrm{EN})}{(\mathrm{EM})}\right) = e\,\frac{(\mathrm{MN})}{\dfrac{(\mathrm{EM})}{\sin i}} = e\,\frac{(\mathrm{MN})}{(\mathrm{KM})}.$$

Pour la construction géométrique de ρ, on porte dans le triangle KEM, de N, l'antiparallèle FS à KE. La grandeur de NS donne le déplacement. On voit donc que les éléments x et e se trouvent aisément par la longueur des ombres et de la hauteur de l'écran.

Enfin on peut déterminer l'indice par les éléments e, x et ρ seuls. On a en effet :

$$\frac{(EM)^2}{(EN)^2} = \frac{e^2}{\chi^2} = \frac{n^2 - \sin^2 i}{1 - \sin^2 i}.$$

Et comme on a :

$$\rho = (e - \chi) \sin i,$$

on trouve :

$$\frac{e^2}{\chi^2} = \frac{n^2 - \frac{\rho^2}{(e-\chi)^2}}{1 - \frac{\rho^2}{(e-\chi)^2}},$$

d'où :

$$n^2 = \left(1 - \frac{\rho^2}{(e-\chi)^2}\right)\frac{e^2}{\chi^2} + \frac{\rho^2}{(e-\chi)^2} = 1 + \left(\frac{e^2}{\chi^2} - 1\right)\left(1 - \frac{\rho^2}{(e-\chi)^2}\right).$$

ÉTUDE GRAPHIQUE DE LA DÉVIATION DANS LE PRISME ;

Par M. P. LUGOL.

On déduit facilement des formules bien connues du prisme une construction qui permet de trouver par une simple lecture la déviation correspondant à une incidence quelconque, si l'on connaît l'angle du prisme A et son indice n.

Il s'agit de construire la courbe qui représente la variation de la déviation avec l'incidence. On tracera d'abord entre 0 et $\frac{\pi}{2}$ la sinusoïde $y = \sin x$ en portant en abscisses les valeurs de x en radians, et en ordonnées, à la même échelle, les valeurs du sinus, soit OC. On réduira ensuite toutes les ordonnées de cette courbe dans le rapport de 1 à $\frac{1}{n}$, ce qui donnera la courbe $y = \frac{\sin x}{n}$, soit OC_1. (La réduction se fera facilement en portant sur Oy $OF = 1$, $ON = n$, menant une droite quelconque NN', et joignant N'F ; m_1, intersection de FN' avec la parallèle à Oy menée par m, où NN' coupe la courbe OC, est le point de OC_1 correspondant à $x = \theta$. On voit facilement que la construction C_1L, $L\lambda$, donne l'angle limite, dont la valeur en radians est représentée par la longueur $O\lambda$. Soit maintenant

i, une incidence quelconque ; la construction *i*I, IR, R*r*, donne l'angle de réfraction *r*, et la longueur *ri* mesure en radians la déviation à la première face ; *r'*, symétrique de *r* par rapport à A' $\left(OA' = \frac{A}{2}\right)$ donne l'angle d'incidence sur la deuxième face, car $r + r' = A$; la construction *r'*R', R'I', I'*i'* donne l'émergence *i'*, et la longueur *r'i'* la déviation à la deuxième face ; on porte sur l'ordonnée *i* la longueur $ri + r'i'$, au moyen de la construction indiquée sur la figure en $\delta i' \delta' D$, et on a le point D dont l'ordonnée mesure en radians la déviation totale. On aura ainsi autant de points de la courbe qu'on le voudra. (Si la construction est faite sur du papier quadrillé, la simple lecture sur l'axe *ox* des longueurs *r'i'* et *ri* donne la déviation.)

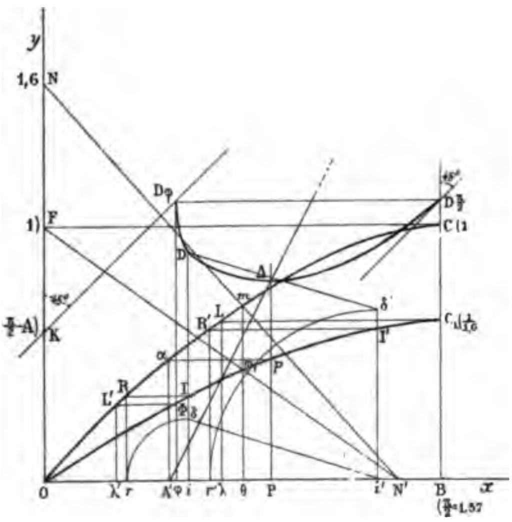


FIG. 1.

L'angle de passage φ (incidence correspondant à l'émergence rasante) est donné, à partir du symétrique λ' de λ par rapport à A', par la construction $\lambda'L'$, $L'\Phi$, $\Phi\varphi$; on a, en effet, $\sin \varphi = n \sin (A - \lambda)$. La déviation correspondante est $\lambda'\varphi + \lambda B$, que l'on portera en φD_φ. La déviation $D_{\frac{\pi}{2}}$ relative à $i = \frac{\pi}{2}$ (incidence rasante), est égale à D_φ, en vertu du retour inverse des rayons. L'incidence P correspondant à la déviation minima est donnée par la construction $A'\alpha$, αp, *p*P. Le tracé de la courbe est facilité par la connaissance des tangentes aux

points limites. On a, en effet, d'après les formules du prisme :

$$\left(\frac{dD}{di}\right)_{i=\varphi} = \infty \quad \text{et} \quad \left(\frac{dD}{di}\right)_{i=\frac{\pi}{2}} = 1.$$

On pourra, au moyen du même graphique, construire les courbes relatives aux différentes radiations, en plaçant convenablement le point N, et les courbes relatives à différentes valeurs de A, en plaçant convenablement le point A'. On retrouvera alors les résultats indiqués par M. de Gramont(¹). Les points D_φ, relatifs aux diverses valeurs de n se placent sur une droite KD_φ incliné à 45° sur les axes, et coupant Oy au point K, tel que $OK = \frac{\pi}{2} - A$; la déviation pour $i = \varphi$ a en effet pour valeur $D_\varphi = \varphi + \frac{\pi}{2} - A$.

Les minima Δ se placent sur la droite $A'\Delta$ faisant avec Ox l'angle dont la tangente est 2, puisque A' est fixe pour un prisme donné, et que $P\Delta = 2A'P$.

La variation de A déplace A' vers l'origine quand A diminue, et éloigne K de l'origine d'une quantité double, les droites $A'\Delta$ et KD_φ restant parallèles à elles-mêmes.

Il faut construire les courbes à grande échelle, si l'on veut avoir quelque précision dans les lectures. Si l'on prend 1 millimètre pour représenter 0,005, les lectures seront faites à 10' près environ, en supposant les sinusoïdes assez bien tracées pour que l'on puisse répondre du demi-millimètre.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK ;

T. IV, n° 2 ; 1901.

E. HAGENBACH. — Der electromagnetische. Rotations-versuch die und Unipolare Induction (L'expérience de rotation électro-magnétique et l'induction unipolaire). — P. 231-276.

C'est une réponse au mémoire où M. Lecher(²) exprime l'avis que la rotation d'un pôle d'aimant autour d'un fil vertical parcouru par un

(¹) *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. X, p. 97 ; 1901.
(²) *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. IX, p. 166 et 150 ; 1900.

courant, ne peut s'expliquer par l'action du fil sur le pôle, suivant la loi de Biot.

Dans une première expérience, l'appareil est analogue à celui de M. Lecher. L'aimant vertical est mobile autour de son axe ; son pôle sud est en haut; le courant qui le parcourt dans sa partie supérieure peut être amené en son milieu C ou à tout autre endroit. L'appareil permet aussi d'étudier le courant d'induction produit, lorsqu'on fait tourner l'aimant.

Après avoir fait remarquer que la partie horizontale du courant ne peut produire la rotation autour d'un axe vertical, l'auteur applique la loi de Biot et Savart (appelée plus souvent loi de Laplace) au courant qui passe dans l'aimant lui-même, et il calcule le moment de rotation du pôle sud, l'action sur le pôle nord étant négligeable, à cause de la longueur de l'aimant par rapport à sa section. De plus, le principe de la conservation de l'énergie lui permet d'avoir la relation :

$$D_1 = -l_1,$$

D_1 étant le moment de rotation pour une intensité de courant égale à l'unité, et l_1 la force électro-motrice d'induction pour une vitesse angulaire égale à l'unité.

Pour simplifier les calculs on remplace l'aimant réel par un aimant théorique ayant deux pôles égaux à la distance $2l$.

Dans ces conditions, on trouve par le calcul :

$$-D_1 = l_1 = 296\,C^{\frac{3}{2}}G^{\frac{1}{2}}S^{-1}.$$

L'expérience donne :

$$-D_1 = 322\,C^{\frac{3}{2}}G^{\frac{1}{2}}S^{-1} \qquad l_1 = 320\,C^{\frac{3}{2}}G^{\frac{1}{2}}S^{-1}$$

pour un aimant de 15 centimètres de long, le courant étant amené en son milieu.

Pour un aimant de 7cm,5, les valeurs calculées sont :

$$-D_1 = l_1 = 153\,C^{\frac{3}{2}}G^{\frac{1}{2}}S^{-1}$$

et les valeurs mesurées :

$$-D_1 = 162\,C^{\frac{3}{2}}G^{\frac{1}{2}}S^{-1} \qquad l_1 = 150\,C^{\frac{3}{2}}G^{\frac{1}{2}}S^{-1}.$$

La considération des lignes de force permet d'obtenir la même valeur pour e_1.

Plusieurs autres expériences ont été faites avec un ou deux aimants disposés excentriquement comme dans les expériences de M. Lecher et avec plusieurs dispositions de courant. Les conclusions sont les suivantes :

Tous les phénomènes observés conduisent à la réversibilité entre la rotation par le courant et l'induction par la rotation.

Les moments de rotation calculés d'après la loi de Biot et Savart et les forces électromotrices d'induction qu'on en déduit en se basant sur le principe de la conservation de l'énergie ont des valeurs qui concordent bien avec les valeurs observées : les rotations et les phénomènes d'induction peuvent donc s'expliquer par l'action de la force électromagnétique suivant la loi de Biot et Savart.

Les écarts entre les valeurs observées et les valeurs calculées s'expliquent par les différences entre un aimant théorique et un aimant réel.

Ils pourraient servir à étudier le champ d'un aimant véritable et la distribution du magnétisme libre dans un aimant.

Ces expériences ne justifient donc en rien la dénomination de paradoxe théorique et expérimental que M. Lecher attribue à la loi de Biot et Savart.

Bien plus, d'après l'auteur, cette loi est la seule capable de représenter l'action entre un élément de courant et une quantité de magnétisme.

Comme cette action n'est pas dirigée suivant la ligne qui joint le pôle et l'élément, le principe de l'égalité de l'action et de la réaction peut s'appliquer en admettant, comme l'avaient déjà fait plusieurs physiciens, que les forces sont appliquées à l'élément et au pôle, et qu'elles sont égales, parallèles et de sens contraire.

Les rotations dont il a été question peuvent s'expliquer, comme on le sait, en s'appuyant sur la formule d'Ampère relative aux actions électro-dynamiques. Toutefois, dans cette hypothèse, il faut attribuer les rotations aux parties du courant qui ne sont pas reliées invariablement à l'aimant. Pour éviter cette contradiction, on pourrait remplacer la formule d'Ampère par une formule déduite très simplement de la loi de Biot et Savart et qui s'accorde avec une formule trouvée au moyen de procédés différents, en 1845, par Grassmann, et retrouvée en 1877 par Clausius. L. Chair.

EGON v. SCHWEIDLER. — Ueber das Verhalten flüssiger Dielektrica beim Durchgange eines elektrischen Stromes (Sur les phénomènes présentés par les diélectriques fluides traversés par un courant électrique). — P. 307-315.

Lorsqu'on intercale un diélectrique, par exemple la lame isolante d'un condensateur, dans un circuit comprenant une source d'électricité, le courant obtenu, mesuré soit directement par un galvanomètre, soit par la différence de potentiel entre les deux extrémités d'une résistance connue, ne suit pas la loi d'Ohm; il n'est pas constant, décroît d'abord rapidement, puis de plus en plus lentement, et l'intensité qui s'établit au bout d'un temps plus ou moins long n'est pas proportionnelle à la force électromotrice. Ce sont ces phénomènes que l'auteur a étudiés pour le toluène, par la méthode galvanométrique; ils lui ont semblé présenter des analogies avec ceux présentés dans les mêmes circonstances par des gaz ionisés. Pour appuyer cette idée, l'auteur a cherché à mettre en évidence, dans le diélectrique, l'existence des charges électriques libres; pour cela, il détermine (au moyen d'une sonde reliée à un électromètre) la marche du potentiel entre deux plateaux métalliques plongeant dans le toluène, et entre lesquels passe un courant électrique; il trouve que le gradient du potentiel augmente quand on se rapproche des deux plateaux, et en conclut à la présence de charges négatives libres près de l'anode, et de charges positives près de la cathode.

Ch. MAURAIN.

I. KLEMENCIC. — Ueber die Prüfung von Magnestahlsorten (Recherches sur les aciers à aimants). — P. 316-322.

L'auteur divise les aimants permanents en deux catégories : ceux qui sont susceptibles d'éprouver des chocs, des trépidations, et ceux qui, restant dans une position bien déterminée, ne sont soumis qu'à des variations de température. Les conditions que doit réaliser un aimant pour garder une aimantation aussi constante que possible, diffèrent suivant que l'emploi auquel on le destine le range dans l'une ou l'autre catégorie. Pour la première, il faut des aimants à grande force coercitive; mais, pour la deuxième, il semble au contraire qu'il soit préférable d'employer des aimants à faible champ coercitif; ainsi le fer doux constituerait, dans ce cas, c'est-à-dire par

exemple pour les pièces aimantées des appareils de variation, la meilleure matière magnétique.

Ch. Maurain.

R. WACHSMUTH. — Bestimmung der Wechselzahl eines Wechselstromes (Détermination de la fréquence d'un courant alternatif). — P. 323-326.

C'est une application de la méthode stroboscopique : on éclaire avec une source alimentée par le courant alternatif un papier fixé à un ressort oscillant, et qui paraît fixe si les périodes concordent.

L'auteur donne comme exemple des expériences faites en prenant comme sources un micromètre à étincelles ou un tube de Geissler, intercalés dans le secondaire d'une bobine de Ruhmkorff, dont le primaire est parcouru par le courant alternatif à étudier.

K. KERKHOF. — Ueber Temperaturen in Geissler'schen Röhren (Sur la température dans les tubes de Geissler). — P. 327-344.

Les mesures sont effectuées au moyen d'un bolomètre ; la loi de Wiedemann, d'après laquelle les températures varient d'une manière inversement proportionnelle à la section du tube au point considéré, n'est pas vérifiée par les résultats. Quand, sur le trajet du secondaire de la bobine de Rhumkorff, qui alimente le tube, on place un micromètre à étincelles de 2 ou 3 centimètres, les températures sont plus élevées que quand il n'y a pas d'interruption sur le circuit, et cette élévation de température est d'autant plus grande que le vide est plus avancé ; mais, si l'interruption à étincelles est très petite, la température est au contraire moins élevée, ce qu'on peut expliquer en disant que la nature de la décharge n'est alors pas modifiée, tandis qu'une certaine quantité d'énergie est absorbée dans les étincelles. Les modifications plus complexes apportées par la présence d'une self-induction sur le circuit sont aussi étudiées par l'auteur. Les tubes étudiés étaient à air, oxygène, hydrogène et anhydride carbonique.

Ch. Maurain.

HEINRICH JAEGER. — Magnetische Spiegelbilder (Images magnétiques par réflexion). — P. 345-366 ; 1901.

Étude expérimentale de cas particuliers d'écrans magnétiques, où l'influence de l'écran sur le champ primitif d'un courant peut être interprétée par l'introduction d'un autre courant hypothétique, se comportant ainsi comme une image du courant réel par rapport à l'écran.

Ch. MAURAIN.

EDUARD RIECKE. — Bewegung eines elektrischen Teilchens in einem Felde elektrostatischer und elektromagnetischer Kraft (Mouvement d'une particule électrisée dans un champ de force électro-statique et électromagnétique). — P. 378-388.

Une particule électrique, de charge ε, de masse μ, soumise à un champ électro-statique uniforme, de composantes $\mathcal{A}$, $\mathcal{B}$, $\mathcal{C}$, et à un champ magnétique uniforme, de composantes A, B, C, prendra un mouvement déterminé par les équations suivantes (dans lesquelles $v = 3.10^{10}$) :

$$\mu \frac{d^2x}{dt^2} = \varepsilon \, . \, \mathcal{A} - \frac{\varepsilon}{v}\left(B \frac{dz}{dt} - C \frac{dy}{dt}\right),$$
$$\mu \frac{d^2y}{dt^2} = \varepsilon \, . \, \mathcal{B} - \frac{\varepsilon}{v}\left(C \frac{dx}{dt} - A \frac{dz}{dt}\right),$$
$$\mu \frac{d^2z}{dt^2} = \varepsilon \, . \, \mathcal{C} - \frac{\varepsilon}{v}\left(A \frac{dy}{dt} - B \frac{dx}{dt}\right).$$

L'auteur donne une construction géométrique simple de ces trajectoires. Elles affectent, dans le cas général, la forme, si curieuse et si souvent observée dans les aurores boréales, de ces courbes festonnées, sortes d'hélices enroulées autour d'une parabole. Si les deux champs ($\mathcal{A}$, $\mathcal{B}$, $\mathcal{C}$), (A, B, C), sont rectangulaires, et la vitesse initiale nulle, la trajectoire dégénère en une cycloïde ; s'ils sont parallèles, elle dégénère en une sorte d'hélice, dont le pas irait en augmentant.

L'auteur pense que ses calculs fourniront l'interprétation des phénomènes des aurores boréales ainsi que de certaines actions magnétiques, observées au voisinage de la cathode.

EDUARD RIECKE. — Ueber Schichtung in einem Strome elektrischer Teilchen (Stratifications dans un courant de particules électriques). — P. 388-402.

L'auteur, partant de cette idée que les stratifications ne peuvent s'interpréter par des phénomènes d'interférences, tente d'expliquer les phénomènes observés dans les tubes de Geissler par une étude théorique du mouvement que prendraient des particules électrisées soumises : à un champ extérieur, à des actions électro-dynamiques mutuelles et à une force de frottement, provenant du milieu.

J. STARK. — Ueber Ionisirung durchströmter Gase und die unipolare Entladung an glühenden Körpern (Ionisation des gaz traversés par des courants ; décharge unipolaire des corps incandescents). — P. 402-416.

Étude critique des différentes causes auxquelles on peut attribuer l'ionisation des gaz (action du champ électro-statique, actions électro-dynamiques mutuelles, chocs des particules en mouvement).

F. CARRÉ.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. 1, Février 1901.

LORD RAYLEIGH. — On the Stresses in Solid Bodies due to unequal Heating and on the Double Refraction resulting therefrom (Sur les tensions produites dans les corps solides par un échauffement non uniforme et sur la double réfraction qui en résulte). — P. 169.

Une élévation de température θ en un point x, y, z produisant des déplacements u, v, w, tels que :

$$\frac{du}{dx} = \frac{dv}{dy} = \frac{dw}{dz} = k\theta,$$

on voit facilement que les forces élastiques sont représentées par :

$$\text{P, Q, R,} \qquad \mathrm{P} = \lambda\left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz}\right) + 2\mu\,\frac{du}{dx} - (3\lambda + 2\mu)\,k\theta,$$

$$\text{S, T, U,} \qquad \mathrm{S} = \mu\left(\frac{dw}{dy} + \frac{dv}{dz}\right).$$

Si aucune force extérieure n'est appliquée au corps solide, les conditions d'équilibre sont alors :

$$(\lambda + \mu) \frac{d}{dx}\left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz}\right) + \mu\left(\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{d^2v}{dy^2} + \frac{d^2w}{dz^2}\right) - \gamma \frac{d\theta}{dx} = 0$$

$$\gamma = (3\lambda + 2\mu)\, k.$$

1° *Plaque limitée par deux plans indéfinis parallèles à xy :* on suppose θ fonction de z seulement, symétrique par rapport à la section moyenne, avec une valeur moyenne égale à 0.

La plaque n'est pas fléchie ; les sections planes diverses ne sont pas dilatées.

On a $u = v = 0$, w seul varie. On a, par suite :

$$R = (\lambda + 2\mu)\frac{dw}{dz} - \gamma\theta = 0, \qquad P = Q = \lambda \frac{dw}{dz} - \gamma\theta, \qquad S = T = U = 0.$$

d'où :

$$R = 0, \qquad P = Q = -\frac{2\mu\gamma\theta}{\lambda + 2\mu}.$$

Au polariscope, la plaque, regardée dans la direction oy, présentera de la double réfraction représentée par $\frac{2\mu\gamma\theta}{\lambda + 2\mu}$. On aura une bande noire aux points où $\theta = 0$. La plaque regardée dans la direction oz ne présentera pas de double réfraction ;

2° Même plaque à température uniforme, ou telle qu'il existe une variation uniforme de température entre les deux surfaces extrêmes maintenues à des températures fixes.

Il n'y a, dans ce cas, aucune tension. La valeur moyenne de θ doit être telle que :

$$\int P dz = 0 \qquad \text{et} \qquad \int P z dz = 0$$

Dans ce cas :

$u = (\alpha + \beta z)\, x$, $v = (\alpha + \beta z)\, y$, $w = w' - \frac{1}{2}\beta(x^2 + yz)$, $w' =$ fonction de z;

d'où :

$$S = T = U = 0, \qquad R = 0, \qquad P = Q = -\frac{2\mu\gamma\theta}{\lambda + 2\mu} + \frac{2\mu\gamma\,.\,(\alpha + \beta z)}{(\lambda + 2\mu)\, k},$$

α et β étant déterminés par $\int P dr = 0$, $\int P r dr = 0$. Ceci donne les

conditions $\int \theta dr = 0; \int \theta r dr = 0$. On doit donc, dans le calcul de P et Q, supprimer les expressions linéaires de θ.

Supposons qu'on regarde la plaque suivant Oy. Au début, θ est fonction arbitraire de z. Les deux faces O et c sont alors maintenues à des températures fixes. Au bout d'un certain temps, $\theta = \mathrm{H}' + \mathrm{K}z$. Avant, au temps t, d'après Fourier :

$$\theta = \mathrm{H}' + \mathrm{K}z + \Sigma \mathrm{A}_n e^{-p_n t} \sin \frac{n\pi\zeta}{c}.$$

En se bornant au premier terme, on voit que $\theta' = \theta$ — termes linéaires de θ, devient nul pour $\cos \frac{\pi z}{c} = \frac{2}{\pi}$, $z = \pm\ 0{,}280\ c$. C'est donc en ces points qu'on verra des bandes noires.

Si la distribution de température est symétrique par rapport à z et la température initiale uniforme $= \Theta$, le calcul des termes de la série de Fourier montre qu'au centre de la plaque la lumière, dans le polariscope, sera maximum au bout d'un temps $= \frac{0{,}292 c^2}{0{,}004 \pi^2}$, pour $c = 1$ cm, cela fait $7^s{,}5$.

(0,004 = coefficient de conductibilité calorifique du verre en unités C. G. S.)

Milieu symétrique par rapport à oz, θ fonction de $r = \sqrt{xcyz}$. — Dans les directions z et r, les déplacements sont w et u. Dans la direction perpendiculaire, pas de déplacement. Le problème est traité dans le cas où $w = 0$ partout.

En appliquant les formules qui donnent les tensions, on voit que la différence P — Q entre la tension radiale et la tension tangentielle, d'où dépend la double réfraction quand on regarde dans la direction de l'axe du cylindre, a pour valeur :

$$\mathrm{P} - \mathrm{Q} = \frac{2\mu\gamma}{\lambda + 2\mu} \left\{ \theta - \frac{2}{r^2} \int_0^r \theta\, r dr \right\},$$

expression qui montre que la double réfraction au point r est indépendante des valeurs de θ aux points plus éloignés du centre et des pressions limites, et que, si θ croît ou décroît continuellement du centre à l'extérieur, la double réfraction ne sera nulle en aucun point.

Les mêmes conclusions s'appliquent aussi au cas où, par une dilatation convenable dans le sens de l'axe, on fait en sorte qu'il n'y ait pas de tension dans cette direction. C'est le cas d'un cylindre de grande longueur par rapport au diamètre, et aussi, approximativement, celui d'une plaque mince.

Expériences. — Lord Rayleigh indique diverses expériences illustrant la théorie. En examinant au polariscope une plaque de verre de 8 centimètres de côté et de 1 centimètre d'épaisseur, polie sur deux bords opposés, on voit que le contact des mains sur les deux faces opposées produit une apparition de lumière presque instantanée devenant maximum au milieu, au bout de quelques secondes. On voyait aussi des bandes noires à mi-chemin du milieu et des deux faces. La lumière s'affaiblit beaucoup au bout de trente ou quarante secondes. Au moyen de plaques de repère, on se rend compte que, dans l'état variable de l'échauffement, les couches extérieures plus chaudes sont dans un état de compression, les couches intérieures dans un état de tension.

L'examen optique du verre « durci incassable » donne à penser que c'est un tel état de compression des couches superficielles qui donne à ce verre ses propriétés spéciales. La fracture du verre se produit ordinairement par flexion, la fêlure ayant lieu à la surface sans tension. On comprend qu'une forte compression des couches superficielles rende inoffensive une flexion qui, dans d'autres circonstances, serait dangereuse.

Le cas d'une tension symétrique peut être étudié au moyen d'une tige de verre. Le morceau étudié par lord Rayleigh, de 1,6 centimètre de long et de 1,8 centimètre de diamètre, présentait des couleurs allant du noir du premier ordre sur l'axe, au rouge du deuxième ordre près de la surface.

PERREAU.

GEORGE PIERCE. — Indices of Refraction for Electric Waves measured by a modified Radio Micrometer (Mesures d'indices de réfraction d'ondes électriques au moyen d'un radiomicromètre modifié). — P. 179.

Le résonateur est formé de deux cylindres de 8 millimètres de long, de 1 millimètre de diamètre, dont les extrémités sont distantes de 1 millimètre environ. Les cylindres sont fixés à une lamelle en mica. A chacun d'eux on a soudé respectivement deux fils fins de

diamètre de $0^{mm},02$, l'un de constantan, l'autre de manganine qui, se croisant en K et se recourbant à angle droit viennent, se joindre à deux fils de cuivre fixés également à la lamelle de mica. Ces deux conducteurs sont tordus ensemble et se réunissent ensuite en formant une boucle placée entre les pôles d'un électro-aimant puissant. Tout ce système est suspendu à un fil de quartz. Il pèse $0^{gr},27$ et a une période d'oscillation de trois secondes. Il porte un miroir pour l'observation des déviations.

Le résonateur est placé au foyer d'un réflecteur en forme de cylindre parabolique de distance focale principale = 2 centimètres, et dont l'ouverture a 16 centimètres de largeur sur 13 centimètres de hauteur.

La soudure thermo-électrique K est protégée contre tout échauffement autre que celui produit par une onde électrique.

L'oscillateur, placé à une distance $a = 18$ centimètres du résonateur, est formé de deux cylindres de Pt garnis d'Ir fixés à l'extrémité de petits tubes de verre de thermomètre. Ils ont 8 millimètres de long et 1 millimètre de diamètre, séparés par un intervalle explosif variable à volonté où se trouve une goutte d'huile coulant le long des tubes de verre.

La longueur d'onde commune de l'oscillateur et du résonateur est $4^{cm},4$.

L'oscillateur est placé devant un miroir plan M, de sorte qu'on produirait en avant du miroir un système d'ondes stationnaires. Le déplacement du miroir indiquait la position des nœuds et des ventres et permettait de mesurer ainsi la longueur d'onde. En même temps la déviation de l'équipage mobile du radiomicromètre indiquait, pour chaque position, la valeur de l'amplitude de vibration.

En interposant entre l'oscillateur et le miroir une lame de diélectrique d'épaisseur χ d'indice de réfraction n, on est obligé, pour conserver la position des nœuds et des ventres, de déplacer le miroir d'une longueur D, telle que :

$$n = \frac{D}{\chi} + 1.$$

On a ainsi mesuré l'indice de réfraction de la paraffine égal à 1,56, du caoutchouc égal à 1,75, de divers échantillons de bois trouvés biréfringents. On a en même temps mesuré leur transparence. Voici

les résultats :

Nature du bois.	Épaisseur.	Transparence.		Indices de réfraction.	
		Fibres parallèles au déplacement électrique.	Fibres perpendiculaires au déplacement électrique.	Fibres parallèles. n'	Fibres perpendiculaires. n
Cerisier........	$20^{cm},8$	0,61	0,81	1,[illegible]7	1,40
Bois blanc.....	22 ,5	0,64	0,82	1,49	1,32
Pitchpin.......	20 ,2	0,23	0,54	»	1,62
Pin blanc......	21 ,8	0,52	0,77	1,46	1,32
Acajou.........	22	0,84	0,85	1,48	1,30
Noyer noir.....	20	0,46	0,71	1,70	1,49
Chêne blanc....	21 ,3	0,60	0,70	1,66	1,52

On peut se demander si la différence d'indices de réfraction ne tient pas à la différence de transparence.

Le calcul de l'intensité de la vibration de l'onde stationnaire au point distant de a de l'oscillation, lorsque le miroir en est à une distance $\frac{x}{2}$, montre que si x est négligeable vis-à-vis de a, comme il arrive dans l'expérience, les maxima et les minima ont lieu pour les distances $x = n\frac{\lambda}{2}$ où n est un nombre entier, indépendantes par conséquent de la transparence du milieu.

PERREAU.

T. MIZUNO. — The Function of self-Induction in Wehnelt's Interruptor (Rôle de la self-induction dans l'interrupteur de Wehnelt). — P. 246-249; 1901.

On sait que, pour expliquer le fonctionnement de cet interrupteur, il faut faire intervenir non seulement la vaporisation intermittente au voisinage de l'électrode active, mais aussi le rôle joué par la self-induction du circuit. L'auteur expose plusieurs expériences qui confirment cette manière de voir. Voici la plus simple : Le circuit de l'interrupteur comprend une bobine ; on donne au courant une intensité assez faible pour que l'interrupteur ne fonctionne pas, tout se bornant à une électrolyse ordinaire ; on avance alors un noyau de fer dans la bobine ; à un moment, l'interrupteur se met à fonctionner. — Il étudie aussi l'action d'un condensateur mis en dérivation sur l'interrupteur : cette action est, comme pour une bobine d'induction, de s'opposer à celle de la self-induction.

CH. MAURAIN.

R.-S. WILLOWS. — On the Effect of a Magnetic Field on the Discharge through a Gas (Sur l'effet d'un champ magnétique sur la décharge dans les gaz). — P. 250-260 ; 1901.

Le champ est transversal ; son action sur les différences de potentiel varie suivant que le champ existe en tous les points du tube ou seulement dans une certaine région, et, dans ce cas, avec la position de cette région. Il varie aussi avec la pression. L'auteur donne des graphiques représentant les variations dans les différents cas.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON ;

T. LXVI.

E.-P. BERMAN et G.-A.-S. ATKINSON. — Vapour-density of Bromine at High Temperatures (Densité de vapeur du brome aux températures élevées). — P. 10.

Les auteurs ont mesuré la densité de vapeur du brome entre 600° et 1.050° C. et sous des pressions différentes.

Le tableau suivant donne les résultats obtenus à la pression atmosphérique :

t	D
800°	79,87
850°	79,48
900°	78,83
950°	78,01
1.000°	76,94
1.050°	75,25

La densité de vapeur du brome est normale (80) jusqu'à 750° environ.

Pour des températures plus élevées, le brome se dissocie et la dissociation augmente graduellement avec la température.

C.-T. HEYCOCK et F.-H. NEVILLE. — Gold Aluminium Alloys (Alliages d'or et d'aluminium). — P. 20.

La première partie du mémoire donne la courbe d'équilibre des alliages liquides et des différents corps solides qui peuvent s'y trou-

ver. Cette courbe est basée sur la détermination des points de fusion de mélanges dont la composition varie depuis l'or pur jusqu'à l'aluminium pur. Les points de fusion furent déterminés au moyen d'un pyromètre à résistance de platine du type Callendar-Griffiths.

La courbe se compose de sept branches, chaque branche correspondant à un état dans lequel un solide particulier cristallise. Il en résulte que sept substances peuvent être découvertes dans les alliages solides, à savoir :

Au ; Au^4Al ; Au^5Al^2, ou peut-être Au^8Al^3 ; Au^2Al ; $AuAl$ (?) ; $AuAl^2$;

alliage pourpre de Roberts-Austen ; Al.

La plupart de ces alliages sont blancs.

J. LUNT. — On the Origin of certain unknown Lines in the Spectra of Stars of the β Crucis Type and on the spectrum of Silicon (Sur l'origine de certaines raies inconnues dans les spectres des étoiles du type β-Crucis et sur le spectre du silicium). — P. 44.

Trois raies de longueurs d'onde :

4552,79 ; 4567,09 ; 4574,68,

furent observées par Gill, N. Lockyer et autres dans plusieurs étoiles et désignées comme ayant une origine inconnue. L'auteur trouva, par hasard, que des tubes contenant CO^2, de l'argon ou de l'hélium donnaient ces raies avec des étincelles à haute tension, et il constata qu'elles devaient leur formation au silicium des parois du tube. Des échantillons de « kieselguhr » et de cristal de roche donnèrent également ces raies.

Il est à remarquer que des étoiles à silicium ne montrent ces raies que très peu ou même pas du tout. D'ailleurs, il existe de grandes variations dans les intensités relatives des raies du silicium dans les spectres stellaires. Cette question a besoin d'être éclaircie.

J.-A. FLEMING. — A note on the Electrical Resistivity of Electrolytic Nikel (Sur la résistance électrique du nickel électrolytique). — P. 50.

Les mesures ont été effectuées sur un fil de nickel obtenu par électrolyse d'une solution chaude de chlorure de nickel soigneusement purifiée. Ce fil recuit (longueur : 250 centimètres environ, dia-

mètre : $0^{cm},02567$, densité : 8,96 à 18° C.) était aussi mou qu'un fil d'argent. Il était enroulé sur un cadre et plongeait dans un bain de paraffine. Les basses températures (— 78°,2 et — 182°,5) étaient obtenues par de l'acide carbonique fondant et de l'air liquide.

D'après la courbe construite par l'auteur, la résistance diminue avec la température et devient nulle au zéro absolu. La résistivité du nickel électrolytique est 6,935 unités C. G. S., à 0° (6,935 microhm-centimètres). Le coefficient moyen de température entre 0 et — 100° est 0,00618.

D'après les recherches de MM. Matthiessen et C. Vogt [1], la résistance spécifique du nickel atteindrait 12,357 C. G. S. (12,357 microhm-centimètres). C'est cette valeur qui est généralement donnée dans les tables de résistivité. Mais l'échantillon sur lequel ils ont opéré n'était pas du nickel électrolytique; il était probablement impur.

Lord RAYLEIGH. — On the Viscosity of Argon as affected by Temperature (Viscosité de l'argon sous l'influence de la température). — P. 68.

Le gaz traverse un tube capillaire maintenu, dans une première expérience, à la température du laboratoire et chauffé, dans une seconde expérience, par un courant de vapeur d'eau. Le tube capillaire est relié, de chaque côté, à un réservoir sphérique dans lequel le gaz est emprisonné par du mercure.

Le tableau suivant donne les valeurs de *n* obtenues par une longue série d'observations et corrigées de la dilatation du verre.

	n
Air (sec)	0,754
Oxygène	0,782
Hydrogène	0,681
Argon (impur)	0,801
Argon (pur)	0,815

R.-J. STRUTT. — On the Behaviour of the Becquerel and Röntgen Rays in a magnetic Field (Action d'un champ magnétique sur les rayons de Becquerel et de Röntgen). — P. 75.

Il résulte des recherches de Giesel que les rayons Becquerel sont déviés dans un champ magnétique ; ces rayons ne peuvent donc être

---

[1] *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1863, p. 384.

comparés aux rayons Röntgen; car ces derniers donnent d'un fil une ombre qui n'éprouve aucun déplacement sensible dans un champ.

Pour obtenir une courbure de 1 centimètre de rayon des rayons Röntgen, il faudrait, d'après les données de l'expérience, un champ magnétique au moins égal à :

$$F_R = 6,7 \times 10^7 \text{ C. G. S.}$$

Pour certains rayons cathodiques, J.-J. Thomson trouve qu'il suffirait, pour obtenir la même courbure, d'un champ :

$$F_C = 3 \times 10^2 \text{ C. G. S.}$$

La déviation des rayons Becquerel était évaluée de la manière suivante :

Une plaque photographique recouverte d'une lame d'aluminium était placée sur le pôle d'un aimant; la substance qui émettait les rayons Becquerel était introduite dans une boîte en plomb horizontale, de section carrée et ouverte d'un côté. Si aucune force magnétique n'agissait, on obtenait, sur la plaque photographique développée, une ombre qui s'étendait à une faible distance de la boîte qui reposait sur la lame d'aluminium. Lorsqu'au contraire l'aimant agissait dans un sens ou dans l'autre, on obtenait, après la même durée d'exposition, une ombre plus longue ou plus courte dont la longueur permettait d'évaluer la déviation des rayons.

Pour les rayons Becquerel, le champ correspondant à F_R et F_C est :

$$F_B = 5 \times 10^3 \text{ C. G. S.}$$

M. MACLEAN. — On the Effects of Strain on the Thermo-electric Qualities of Metals. Part. II (Sur les effets d'une déformation sur les propriétés thermo-électriques des métaux, 2ᵉ partie). — P. 165.

Le mémoire contient les résultats des expériences effectuées avec le plomb commercial et le plomb pur, l'acier recuit, l'aluminium et le nickel. L'épaisseur d'un fil était réduite aux 3/4 de sa valeur initiale par un passage à la filière. Un couple thermo-électrique était formé par 2 fils de 60 centimètres de longueur, l'un étiré, l'autre non étiré. L'une des soudures plongeait dans un bain de glycérine qui pouvait être porté graduellement jusqu'à 100°.

Voici quelques-uns des résultats obtenus :

	Section en centimètres carrés des fils		Poids spécifiques des fils		Résistance en ohms de 60 centimètres de fil		Différences thermo-électriques en microvolts par degré C
	étirés.	non étirés.	étirés.	non étirés.	étiré.	non étiré.	
Acier recuit....	0,004141	0,007504	7,762	7,78	0,2015	0,1111	0,1028
Aluminium.....	0,01697	0,04594	2,796	2,8	0,0125	0,0047	0,0099
Nickel	0,002475	0,01179	8,85	8,9	0,2287	0,0480	0,3784
Plomb commercial...........	0,00256	0,01145	11,36	11,36	0,4820	0,1077	0,026
Plomb pur	0,00236	0,01150	11,357	22,35	0,5162	0,1059	0,0076

Des expériences semblables ont donné la force électro-motrice thermo-électrique entre différentes sortes d'acier.

W.-CR. HENDERSON. — On electrical Effects due to evaporation of sodium in air and other Gases (Sur les effets électriques dus à l'évaporation du sodium dans l'air et autres gaz). — P. 183.

Le sodium est fondu dans un cylindre de fer et, dans la vapeur, plonge un plateau isolé relié à un électromètre. Celui-ci indiquait une différence de potentiel de 2 à 3 volts longtemps avant qu'un dégagement de vapeur se produise. Aucune électrisation n'avait lieu lorsqu'on remplaçait l'air du cylindre par du gaz d'éclairage. Il en résulte que l'électrisation observée dans le premier cas, p, est due à l'oxydation du sodium.

W.-C.-D. WETHAM. — The Ionisation of dilute solutions at the freezing Point (Ionisation de solutions diluées au point de fusion). — P. 192.

L'auteur a mesuré la conductibilité de KCl, $BaCl^2$, SO^4H^2, SO^4Cu MnO^4K, $FeCy^6K^3$, $Cr^2O^7K^2$ à 0° pour différentes dilutions. Les nombres obtenus sont représentés par des courbes. Les courbes d'ionisation à 0° diffèrent notablement des courbes d'ionisation à 18°; l'ionisation diminue plus rapidement à 18°, lorsque la concentration augmente.

J. ZELENY. — The Velocity of the Ions produced in Gases by Röntgen Rays (Vitesse des ions produits dans les gaz par les rayons Röntgen). — P. 238.

Rutherford [1] a déterminé la somme des vitesses des ions positifs et négatifs. L'auteur a trouvé ces vitesses séparées en les comparant à celles d'un courant gazeux.

Le courant gazeux circule dans l'intervalle compris entre deux cylindres concentriques maintenus à des potentiels différents. Un petit faisceau de rayons Röntgen traverse les cylindres perpendiculairement à leur axe commun. Sous l'action du champ électrique, les ions tendent à se mouvoir perpendiculairement à l'axe ; le courant gazeux les entraîne suivant l'axe.

Soient : X, la distance que les ions doivent franchir pour aller de la surface intérieure du cylindre extérieur à la surface extérieure du cylindre intérieur ; U, la vitesse moyenne du courant gazeux ; b, le rayon intérieur du cylindre extérieur ; a, le rayon extérieur du cylindre intérieur ; A, le potentiel du cylindre extérieur correspondant à la distance X. La vitesse des ions dans un champ électrique égal à l'unité est donnée par la relation :

$$v = \frac{U(b^2 - a^2)}{2A} \log \frac{b}{a}.$$

On tient compte, d'ailleurs, de la correction due à la libre diffusion des ions.

Voici les résultats obtenus :

Gaz	Vitesse en centimètres par seconde dans un champ de 1 volt par centimètre.		Vitesse en centimètres par seconde dans un champ de 1 unité électrostatique par centimètre.		Rapport des vitesses positives et négatives.	Température.
	+	—	+	—		
Air sec	1,36	1,87	408	561	1,375	13° 5C
Air humide	1,37	1,51	411	453	1,100	14°
Oxygène sec	1,36	1,80	408	540	1,320	17°
Oxygène humide	1,29	1,52	387	456	1,180	16°
CO^2 sec	0,76	0,81	228	243	1,070	17°5
CO^2 humide	0,82	0,75	246	225	0,915	17°
Hydrogène sec	6,70	7,95	2010	2385	1,190	20°
Hydrogène humide	5,30	5,60	1590	1680	1,050	20°

[1] *Phil. Mag.*, novembre 1897 ; — *J. de Phys.*, 3e sér., t. VII, p. 104 ; 1898.

Dans aucun cas, l'erreur n'est supérieure à 5 0/0.

La présence d'humidité diminue la vitesse des ions négatifs; dans CO^2, la vitesse des ions positifs augmente également. La vitesse des ions négatifs est toujours la plus grande, sauf pour CO^2 humide.

Les valeurs trouvées par Rutherford pour la somme des vitesses des ions positifs et négatifs s'accordent avec les résultats précédents. La valeur obtenue par Rutherford pour la vitesse des ions négatifs produits dans CO^2 sec ($0^{cm},78$ par seconde), sous l'action de la lumière ultra-violette, se rapproche de celle obtenue par l'auteur ($0^{cm},81$ par seconde) pour les ions produits par les rayons Röntgen; mais les valeurs pour l'air sec ($1^{cm},4$ par seconde) et l'hydrogène sec ($3^{cm},9$ par seconde) sont beaucoup plus petites.

A.-P. Chattock [1] a obtenu, pour les vitesses des ions positifs et négatifs dans l'air sec, 413 et 540 centimètres par seconde dans un champ de une unité électrostatique, valeurs voisines de celles obtenues par l'auteur.

D'après J.-S. Townsend [2], on peut déduire du coefficient de diffusion des ions et de leur vitesse les charges e, emportées par les ions libres. Les nombres obtenus pour l'oxygène, l'hydrogène et l'air humides semblent justifier la conclusion que les charges portées par les ions positifs et négatifs sont égales, que la charge est la même pour les différents gaz et qu'elle est égale à la charge de l'ion hydrogène dans l'électrolyse des liquides.

Les valeurs obtenues pour les ions positifs, déduites de Ne (N, nombre de molécules dans 1 centimètre cube) dans les gaz précédents secs, sont beaucoup plus grandes que celles qui sont déterminées directement; pour CO^2, au contraire, elles sont plus petites de plus de 20 0/0.

W.-A. TILDEN. — On the specific Heat of Metals and the Relation of specific Heat to Atomic Werght (Sur la chaleur spécifique des métaux et la relation entre la chaleur spécifique et le poids atomique). — P. 244.

Les chaleurs spécifiques du nickel, du cobalt et de quelques autres métaux soigneusement purifiés furent déterminées entre 15° et 100°, à l'aide du calorimètre différentiel à vapeur de Joly. Les métaux avaient été fondus au préalable.

---

(1) *Phil. Mag.*, novembre 1899; — *J. de Phys.*; 3e sér. t. IX, p. 110; 1900.
(2) *Phil. Trans. A.*, t. CXCIII; 1899; — *J. de Phys.*, 3e sér., t. IX, p. 201; 1900

Voici quelques résultats pour le cobalt et le nickel à différentes températures :

Température.	Cobalt.	Nickel.
De 100° à — 15°	0,10303	0,10842
150° à — 78° 4	0,0939	0,0975
150° à — 182° 4	0,0822	0,0838

Il semble probable qu'au zéro absolu les produits de la chaleur spécifique par les poids atomiques seraient identiques pour ces deux métaux.

S.-J. BOTTOMLEY et J.-C. BEATTIE. — Thermal Radiation in absolute Measure (Rayonnement calorifique en valeur absolue). — P. 269.

Deux fils de platine égaux, dont l'un est parfaitement poli et l'autre recouvert d'une couche très fine de noir de fumée, sont placés dans deux tubes égaux dans lesquels on a fait le vide. L'énergie perdue par rayonnement par centimètre carré par seconde est $\frac{c^2R}{JS}$; c étant l'intensité du courant, R la résistance du fil, S la surface rayonnante, et J l'équivalent mécanique de la calorie (évalués en unités absolues).

La résistance du fil permet de déterminer sa température.

Voici un exemple des résultats trouvés :

Diamètre du fil : 0,025 *centimètre.*

Température.	Energie perdue par le fil brillant.	Energie perdue par le fil noirci.	Rapport : noirci, brillant.
150°	0,7	3,3	4,71
200°	1,1	5,9	5,4
250°	1,8	9,2	5,1
300°	2,7	13,3	5,0
350°	3,7	18,6	5,0
400°	4,9	24,1	4,9
450°	6,4	31,0	4,9
500°	8,0	38,7	4,84
550°	10,1	46,5	4,6
600°	12,1	54,0	4,5
650°	15,9	67,5	4,2
750°	21,8	86,5	4,0

Lord RAYLEIGH. — On the Weight of Hydrogen desiccated by liquid Air (Sur le poids de l'hydrogène desséché par l'air liquide). — P. 334.

Au lieu de dessécher l'hydrogène par l'anhydride phosphorique, l'auteur l'a desséché en le faisant passer dans des tubes refroidis par l'air liquide. Le poids d'hydrogène desséché par ce dernier moyen était un peu supérieur au poids de gaz desséché par P^2OS; mais l'auteur attribue cette différence à des erreurs d'expérience.

J.-C. Mc LENNAN. — Electrical Conductivity in Gases traversed by Cathode Rays (Conductibilité électrique dans les gaz traversés par les rayons cathodiques). — P. 375.

Il résulte des recherches de différents observateurs que les rayons de l'uranium et les rayons Röntgen rendent l'air conducteur; c'est aussi le cas pour les rayons cathodiques.

Le tube employé par l'auteur pour produire des rayons cathodiques était semblable à celui de Lenard, seulement la lame de laiton portant la fenêtre d'aluminium était prise comme anode.

La conductibilité produite par les rayons cathodiques s'explique par l'hypothèse que des ions positifs et négatifs se produisent et se meuvent sous l'action d'une force électrique. Cette hypothèse explique également la perte de charge d'un conducteur sous l'influence des rayons.

Contrairement aux observations de Lenard, les charges négatives ne furent, dans aucun cas, complètement dissipées, mais furent réduites, à la pression atmosphérique, à une limite de l'ordre de 0,25 volts.

Cette valeur limite était un peu plus élevée quand on insufflait un courant d'air. Elle prenait rapidement une valeur très élevée dans le vide. Enfin elle était influencée par les conducteurs électrisés placés dans le voisinage.

Des conducteurs primitivement neutres atteignent la charge limite négative sous l'action des rayons, et les charges positives étaient complètement enlevées.

L'ionisation n'est pas sûrement provoquée par les rayons X, qui sont mélangés aux rayons cathodiques; l'ionisation provoquée par les rayons cathodiques est environ 300 fois plus grande que celle qui est provoquée par les rayons X.

La conductibilité n'augmente pas proportionnellement à la force électromotrice employée. Le courant atteint une valeur critique et reste alors pratiquement constant. Avec les rayons X et les rayons de l'uranium, des champs de 400 ou 500 volts par centimètre ont suffi pour amener la saturation dans le cas des gaz les plus simples ; avec les rayons cathodiques, il fallait des champs d'au moins 1.000 volts par centimètre.

Pour comparer les ionisations dans deux gaz différents, ou dans un même gaz sous différentes conditions, on eut recours à deux chambres d'ionisation. Le tube à décharges était muni d'une double cathode et portait deux fenêtres d'aluminium. On obtient ainsi deux faisceaux de rayons dont les intensités conservent un rapport constant, et qui effectuent l'ionisation dans les deux chambres.

L'hydrogène à la pression atmosphérique et l'air sous une pression de 53 millimètres ont la même ionisation. A ces pressions, les deux gaz ont la même densité ; leur absorption calculée est aussi la même. On peut donc dire que, pour une même absorption des rayons cathodiques, on a aussi la même ionisation.

D'autres expériences sur l'air, l'hydrogène, CO^2, l'oxygène, l'azote et Az^2O ont montré que, dans tous les cas, lorsque les gaz étaient amenés à la même densité, la même ionisation était produite par des rayons d'intensité constante. On voit donc que l'ionisation d'un gaz ne dépend que de sa densité et est indépendante de sa nature chimique. Les coefficients d'ionisation sont déterminés lorsque les coefficients d'absorption sont connus. Comme l'absorption est proportionnelle à la pression, il en est de même de l'ionisation. Pour différents gaz et pour des pressions égales, l'ionisation est proportionnelle à la densité.

Le tableau suivant donne l'ionisation par les rayons cathodiques calculés d'après cette hypothèse, et l'ionisation observée par J.-J. Thomson avec les rayons Röntgen.

Gaz.	Ionisation par [illegible]	Ionisation par les rayons Röntgen observée.
Air..................	1,00	1,00
Oxygène...............	1,106	1,10
Azote	0,97	0,89
CO^2..................	1,53	1,50
Hydrogène..............	0,069	0,33
Az^2O...............	1,52	1,47

Ces nombres s'accordent bien, sauf pour l'hydrogène.

W. CROOKES. — Radio-activity of Uranium (Radio-activité de l'uranium). P. 409.

L'auteur a recherché les minerais qui présentent une certaine radio-activité. Ce sont : la pechblende, l'uranite, l'autunite, l'orangite, la thorite, l'euxénite, la samarskite, l'alvite, la bröggérite, la monazite, le xénothime, l'arrhénite, la sifilite, la fergusonite, la chalcolite et l'hielmite.

Tous renferment de l'uranium ou du thorium.

La pechblende est d'autant plus active qu'elle renferme plus d'uranium.

Par des procédés de fractionnement, l'auteur est parvenu à décomposer l'azotate d'uranium en deux parties : l'une fortement active, l'autre inactive. D'après cela, les composés d'uranium contiendraient un élément actif que Crookes appelle UrX. Il paraît en être de même du thorium.

J.-Ch. BOSE. — I. On the periodicity in the Electric « Touch » of Chemical Elements (Sur la périodicité dans l' « Essai » électrique des éléments chimiques). — P. 450. — II. On electric touch and the molecular Changes produced in Matter by electric Waves (Sur l'essai électrique et les changements moléculaires produits dans la matière par les ondes électriques). — P. 452.

Lorsque les ondes électriques produisent une diminution de la résistance électrique, la sensibilité de la substance considérée est regardée comme positive. Elle est regardée comme négative lorsque les ondes électriques produisent une augmentation de résistance.

L'auteur a comparé les propriétés physiques des substances à sensibilités positives et négatives. Il a étudié la différence entre l'action de masse, c'est-à-dire l'action générale entre deux masses qui se trouvent dans un champ électrique très intense et l'action moléculaire, c'est-à-dire la modification allotropique produite dans une substance par les ondes électriques.

Puis vient l'étude du changement de sensibilité, le passage d'une sensibilité négative à une sensibilité positive, par une variation de lintensité du rayonnement. En employant un récepteur à arsenic fraîchement pulvérisé et un excitateur produisant un rayonnement de grande intensité, on constate que le signe de la sensibilité dépend de la distance du cohéreur à l'excitateur. Dans le voisinage de l'exci-

tateur, on a une faible augmentation de résistance qui diminue jusqu'à zéro pour une distance croissante. C'est le cas d'un récepteur à osmium.

L'argent présente deux variétés : l'une à sensibilité positive, l'autre à sensibilité négative. L'auteur donne la manière de préparer ces deux variétés qui, employées comme électrodes dans une pile, donnent une différence de potentiel d'environ $0^v,12$.

On ne peut que renvoyer au mémoire original pour la description des nombreuses observations faites sur l'action des rayons électriques sur les différents corps. Signalons la question, traitée par l'auteur, de l'influence de la chaleur ou d'un ébranlement mécanique sur un récepteur « fatigué » formé de limaille de fer ou d'arsenic.

J. WATERHOUSE. — The sensitiveness of Silver and of some other metals to Light (Sensibilité de l'argent et de quelques autres métaux pour la lumière). — P. 490.

L'auteur décrit et confirme les recherches de Moser, Carey Lea et autres.

Les différentes surfaces argentées sont sensibles à la lumière, et les vapeurs de mercure se précipitent mieux aux endroits éclairés qu'aux endroits non éclairés.

La pression est sans influence. Des images directes furent observées sans développement préalable sur des surfaces argentées qui avaient été recouvertes d'écrans de papier noir ajourés.

La présence de l'air atmosphérique est nécessaire. L'auteur pense que la première action de la lumière est une action moléculaire et que l'air atmosphérique produit ensuite une action chimique.

D'autres métaux, tels que l'or, le plomb, le cuivre, sont pareillement sensibles à la lumière. Par contre, le nickel, le platine, l'aluminium et le palladium sont insensibles.

Les rayons Röntgen ne produisent aucune image.

René PAILLOT.

QUELQUES REMARQUES SUR LES OSCILLATIONS DANS L'EXCITATEUR DE HERTZ;

Par K.-R. JOHNSON.

La publication des remarquables recherches de Hertz était accompagnée d'une théorie, fondée sur l'hypothèse que l'étincelle de la bobine inductrice produit un ébranlement de période fixe, déterminée uniquement par les dimensions de l'excitateur, et que les oscillations donnent naissance à leur tour à des étincelles partielles suivantes jaillissant dans un sens alternatif. La dernière supposition conduit à attribuer à la distance explosive à une certaine conductibilité, de même ordre que celle d'un conducteur métallique. L'avantage de cette conductibilité hypothétique a été un peu illusoire ; loin d'avoir éclairci les phénomènes dans l'excitateur, elle n'a introduit qu'un nouvel élément arbitraire dont on s'est servi pour déterminer la fréquence des oscillations sur une base encore plus contestable. Il convient de rappeler ici que M. Cornu a jugé les résultats des expériences extrêmement graves pour la théorie de Hertz [1] et que MM. Hagenbach et Zehnder ont proposé l'objection que le sens alternatif des étincelles est incompatible avec les phénomènes des décharges de la bobine inductrice, et, nous pouvons ajouter, avec les lois des décharges disruptives en général [2]. On sait par les expériences de M. Baille, confirmées ensuite par plusieurs observateurs, que les étincelles partielles obtenues au moyen d'une machine à influence abaissent le potentiel du conducteur positif et augmentent celui du conducteur négatif ; mais ces changements des potentiels peuvent tout au plus égaliser les deux potentiels, et les pôles conservent toujours leur caractère après l'éclatement de l'étincelle. Comme une machine statique peut être aussi bien employée qu'une bobine de Ruhmkorff pour faire fonctionner l'excitateur hertzien, l'hypothèse de la conductibilité de la distance explosive conduit à la conséquence qu'une étincelle en sens opposé doit éclater du pôle négatif, effet qui paraît être assez incroyable. Il sera bon d'examiner les expériences qui ont été citées comme preuve à l'appui de cet effet merveilleux.

Hertz a fondé son hypothèse sur les expériences de Feddersen ;

---

[1] A. Cornu, *C. R.*, CX, p. 75 ; 1890.
[2] A. Hagenbach et L. Zehnder, *Wied. Ann.*, XLIII, p. 610 ; 1891.

mais Feddersen lui-même a énoncé que les intervalles des étincelles partielles ne concordent pas avec la période des oscillations, et on peut aussi bien, ou plutôt on doit, en conclure que les étincelles ne sont pas déterminées par la période des oscillations, conclusion confirmée par les observations de Mayer et Myland, et surtout par les expériences de M. Moll, faites, il y a déjà quinze ans, au laboratoire à Upsal (1). Il faut faire attention aux expériences de M. Moll, parce qu'il a examiné le sens des étincelles partielles. Dans ce but, il s'est servi d'un procédé indiqué pour les décharges électrostatiques (2). En plaçant à côté de chacune des électrodes un papier tournant autour d'un axe à des distances différentes de cet axe, il a trouvé que les trous percés dans ce papier par les étincelles partielles se font toujours à un même pôle, et ce ne fut que par le renversement du courant inducteur qu'il a pu obtenir les trous à l'autre pôle ; mais, dans ce cas, ils étaient tous formés à ce même pôle. Toujours le pôle auquel se faisaient les trous était le pôle négatif déterminé par le courant induit à la rupture dans la bobine inductrice. Cette expérience est probablement la seule où l'on a cherché de décider d'une manière objective la direction des étincelles. L'arrangement dont a fait usage M. Moll est à peu près identique à celui qui a été employé ensuite par M. Décombe, et il faut, pour ces résultats si instructifs, s'en référer au mémoire original. Il ne reste qu'à ajouter ici qu'il a constaté, comme Nyland l'a fait auparavant, que l'intervalle entre deux étincelles partielles successives croît de la rupture vers la fin de la décharge et conformément à une loi empirique qui peut être aussi déduite de la théorie de Ruhmkorff (3). Or les expériences semblables de M. Décombe ont été citées comme une preuve de la vérité de l'hypothèse hertzienne ; mais, d'un autre côté, elles ne sont pas contraires aux résultats de M. Moll (4). Mais comment peut-on vérifier cette hypothèse par l'expérience ? M. Poincaré a énoncé que *l'étude des photographies révèle l'existence d'une vibration mple amortie* (5), c'est-à-dire qu'il n'existe qu'une seule étincelle, qui donne l'impulsion aux oscillations et que le sens alternatif prétendu

(1) A. Mayer, *American journal of Science and Arts.*, série 3, vol. VIII, p. 436 ; 1874. — A. Nyland, *Archives Néerl.*, t. V, p. 292 ; 1870. — T. Moll, *Bih. till. K. Sv. Akad. Handl.*, Bd. Vet. 12 ; 1886.

(2) Mascart, *Traité d'electr. stat.*, t. II, p. 166 ; 1876.

(3) K. R.-Johnson, *Ann. de Phys.*, 3e série, p. 461 ; 1900 ; et 4e série, p. 137 ; 1901.

(4) L. Décombe, *C. R.*, CXXVI, p. 518 ; 1898.

(5) H. Poincaré, *la Théorie de Maxwell* (*Scientia*), p. 51.

des étincelles partielles n'a pas été observé. Mais on a ici une discordance entre les observations de M. Décombe et la théorie, fondée sur l'hypothèse de Hertz, car M. Bjerknes a trouvé le rapport 0,77 entre deux amplitudes successives dans l'excitateur, et, d'après les résultats de MM. Décombe et Poincaré, ce rapport doit être infini [1]. En somme, les recherches citées ci-dessus n'ont rien prouvé sur l'hypothèse de Hertz, sinon son absurdité. Les conséquences de cette hypothèse se bornent à ce résultat que la distance explosive présente une résistance de quelques ohms (p. ex. : 11 ohms) [2] sous de certaines conditions, tandis que la distance explosive oppose à d'autres décharges une résistance de 100 à 1.000 mégohms, si l'on ne veut y ajouter la détermination expérimentale de la période par l'observation des intervalles des étincelles partielles, méthode par laquelle on peut obtenir à peu près telle période que l'on veut par la variation de la distance explosive.

Un autre élément nouveau, destiné à suivre l'hypothèse de la conductibilité de la distance explosive, a été la classification des étincelles en « bonnes » et « mauvaises », c'est-à-dire telles que les unes rencontrent une résistance de quelques ohms et les autres une résistance plus grande, allant jusqu'à cent ou mille mégohms. Or on sait que les bonnes étincelles sont produites par des boules assez grandes dans l'excitateur et par une distance explosive qui n'est pas trop petite, conditions sous lesquelles se forment des décharges disruptives à une différence de potentiel très grande, comme l'ont prouvé les expériences de M. Baille [3]. De même, on aura des mauvaises étincelles en prenant les boules assez petites ou à de faibles distances, ce qui fait jaillir les étincelles à une différence de potentiel très petite. Mais les observations sont toujours fondées sur la sommation des effets de toutes les étincelles partielles, et, par conséquent, on ne peut pas augmenter extrêmement soit la distance explosive, soit le rayon des boules, car le nombre des étincelles est alors diminué tandis que la différence de potentiel nécessaire pour la décharge n'est pas augmentée sensiblement. Ainsi les expériences de M. Baille expliquent d'une manière éclatante la signification des bonnes et mauvaises étincelles de M. Hertz.

---

(1) V. Bjerknes, *Arkiv f. Mathem. on Naturvid.*, 15 ; 1892.
(2) V. Bjerknes, *Wied. Ann.*, LV, p. 121 ; 1895.
(3) J.-S. Baille, *Ann. de Ch. et phys.*, 5e série, t. XXV, p. 531 ; 1882.

Ainsi, des suppositions de Hertz il ne reste que la première, à savoir que les oscillations sont produites par l'ébranlement provenant du changement instantané des potentiels des boules au moment où l'étincelle éclate. Mais il faut modifier même cette supposition, car la période ne peut dépendre que des dimensions du demi-excitateur. A ce point de vue j'ai calculé les oscillations dans les deux demi-excitateurs et dans un résonateur, induit par eux; l'expression, à laquelle je suis arrivé, pour la différence du potentiel effective dans le résonateur, a donné une courbe présentant les propriétés connues de la courbe de résonance, étudiée par M. Bjerknes [1]. Cette expression a aussi conduit à la possibilité de la télégraphie sans fil, car elle devient indépendante du coefficient d'induction réciproque, si les conditions suivantes sont remplies :

1° *Le produit de la capacité et du coefficient de self-induction doit être le même pour le résonateur et pour chacun des demi-excitateurs, c'est-à-dire que la période doit avoir la même valeur dans tous les conducteurs;*

2° *Les deux (ou les trois) conducteurs doivent avoir aussi la même constante de temps, c'est-à-dire le même amortissement.*

Quoique ce calcul soit fondé sur la supposition que les capacités ont des valeurs assez grandes pour permettre de maintenir invariable l'intensité du courant d'une section du fil à une autre, condition qui n'est pas remplie dans les appareils hertziens ordinaires, le cas supposé peut être réalisé par un changement particulier dans leur construction. Probablement, sa validité ne se borne pas au cas traité; mais cette question est difficile à décider. L'indépendance des indications de l'induction réciproque, c'est-à-dire de la distance, sous les conditions citées ci-dessus, peut être considérée comme assez bien confirmée par les expériences de M. Marconi. En vain, M. Braun a démontré que l'idée de M. Marconi d'employer l'excitateur de Hertz comme transmetteur est contestable par l'impossibilité de la résonance, à cause de l'amortissement très fort existant dans l'excitateur, amortissement provenant de la résistance de la distance explosive. Le succès de M. Marconi a fait évanouir ces objections, et c'est là une chose grave de plus pour l'hypothèse de Hertz.

Si l'on examine les ondes mesurées par M. Bjerknes pour des lon-

---

(1) K.-R. Johnson, *Drude's Ann. d. Physik*, t. IV, p. 722; 1901.

gueurs différentes de l'excitateur, on a les résultats suivants (¹) :

Longueur du fil de l'excitateur l....	164	— 204	— 246	cm.
Longueur d'onde γ................	385,7	— 443,0	— 499,5	—
Le rapport $l/2\gamma$........	0.21	— 0.21	— 0.25	—

La longueur du demi-excitateur est comprise entre le cinquième et le quart d'une longueur d'onde. Or M. Slaby a constaté dans ses recherches sur la télégraphie sans fils que la longueur du récepteur était le quart de la longueur d'onde, résultat d'une certaine analogie. Le récepteur employé par M. Slaby était formé par un conducteur linéaire, — le mât d'un vaisseau, mis au sol par un bout et finissant par l'autre à l'air libre (²), c'est-à-dire présentant à un bout une capacité zéro et à l'autre infinie. Cette condition ne paraît pas bien remplie dans le demi-excitateur de M. Bjerknes; la capacité à un bout est celle d'une boule de 2 centimètres de rayon et est par conséquent très petite; mais, à l'autre bout, elle consiste en une plaque de 40 centimètres de diamètre, dont la capacité est de $\frac{40}{\pi} = 12,7$ unités électrostatiques, et cette capacité ne peut guère remplacer la capacité de la terre dans le récepteur de Slaby. Mais, pour la mesure des longueurs d'onde, une autre plaque unie au fil de transmission, était placée vis-à-vis de la plaque du demi-excitateur, et ainsi la capacité de la dernière était augmentée notablement, ce qui servait à éliminer en partie la différence. Cette variation de la longueur d'onde avec la distance des deux plaques est reconnue par M. Lecher, M. Bjerknes et plusieurs autres physiciens quoiqu'elle ait été négligée par Hertz dans son calcul de la période, cette négligence ne peut être justifiée que par l'inactivité du condensateur formé par les deux plaques; mais si ce condensateur est inactif, comment une plaque peut-elle donc agir sur l'autre par influence ? Ici, on est arrivé sans doute à une nouvelle hypothèse, laquelle est contredite par elle-même. Pour éclaircir cette question, il ne reste qu'à rejeter ces suppositions arbitraires et à traiter le problème d'après les lois connues.

On supposera un demi-excitateur, composé d'un fil rectiligne de cuivre et réuni à ses bouts aux capacités γ_1 et γ_2. Soit lr, la résistance, lc la capacité et ls le coefficient de self-induction du fil. Par x nous

(¹) V. Bjerknes, *Arkiv for Mathem. on Naturvid.*, 15; 1892.
(²) A. Slaby, *Phys. Ztschr.*, p. 270; 1901.

désignerons la distance d'une section du fil à une origine arbitraire, et nous considérerons l'élément dx. Soit i, l'intensité du courant au point x et $i + di$ celle au point $x + dx$; soit V le potentiel de l'élément dx au temps t. Donc on aura :

$$(1)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial i}{\partial x} = -c\,\dfrac{\partial V}{\partial t} \\ -\dfrac{\partial V}{\partial x} = ri + s\,\dfrac{\partial i}{\partial t}. \end{cases} \quad (^1)$$

et on trouvera aisément que les équations différentielles sont satisfaites par les expressions :

$$(2)\quad \begin{cases} V = A \sin bx \,.\, e^{-\alpha t} \sin(\beta t + \varphi) \\ i = \dfrac{Ac}{b} \,.\, \cos bx \,.\, e^{-\alpha t} [-\alpha \sin(\beta t + \varphi) + \beta \cos(\beta t + \varphi)] \end{cases}$$

pourvu que les constantes b, α et β remplissent les conditions :

$$(3)\qquad \alpha = \frac{r}{2s} \qquad \text{et} \qquad b^2 = (\alpha^2 + \beta^2) sc.$$

L'origine devient complètement arbitraire, si l'on remplace bx par $bx + \psi$; mais, dans les formules (3), le choix arbitraire a disparu : l'origine est déterminée et située au point où le potentiel a la valeur zéro. Les intégrales contiennent deux périodes distinctes, la longueur d'onde λ, définie par la relation $b\lambda = 2\pi$ et la durée T définie par $\beta T = 2\pi$. Or, dans les formules (3), α est bien déterminée par les dimensions du fil; mais b et β ne sont liées que par une seule relation, et il faut fixer β au moyen des capacités γ_1 et γ_2. Pour cela, il suffit d'introduire les relations :

$$(4)\quad (i)_{x=l_1} = \gamma_1 \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_{x=l_1} \qquad \text{et} \qquad (i)_{x=-l_2} = -\gamma_2 \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_{x=-l_2}$$

par lesquelles on exprime que le potentiel à chaque bout du fil est le même que celui de la boule ou de la plaque, laquelle est portée à ce potentiel par le courant. l_1 et $-l_2$ sont les abscisses des bouts, et ainsi on a $l = l_1 + l_2$. Les équations (4) se réduisent par les for-

(1) Ces équations sont traitées par M. Heaviside, et je me bornerai ici à me référer pour les détails à son article *Phil. Mag.*, série V, vol. 2, p. 135.

mules (2) à la forme :

$$\text{(5)} \qquad \operatorname{tang} bl_1 = \frac{c}{b\gamma_1} \qquad \text{et} \qquad \operatorname{tang} bl_2 = \frac{c}{b\gamma_2},$$

ou

$$\text{(6)} \qquad \operatorname{tang} bl = \operatorname{tang} bl(l_1 + l_2) = \frac{\frac{c}{b}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2}\right)}{1 - \frac{c^2}{b^2\gamma_1\gamma_2}}.$$

En introduisant la longueur d'onde au lieu de b, on obtient :

$$\text{(7)} \qquad \operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{\frac{c\lambda}{2\pi}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2}\right)}{1 - \frac{c^2\lambda^2}{4\pi^2\gamma_1\gamma_2}},$$

équation formée par les éléments :

$$\operatorname{tang} 2\pi \frac{l_1}{\lambda} = \frac{c\lambda}{2\pi\gamma_1} \qquad \text{et} \qquad \operatorname{tang} 2\pi \frac{l_2}{\gamma} = \frac{c\lambda}{2\pi\gamma_2},$$

lesquels servent à déterminer le point où le potentiel est toujours maintenu à zéro (ou le nord, comme on l'a appelé).

Enfin, ajoutons que ls peut être remplacé par l'expression :

$$sl = 2l\left(\log \frac{4l}{\alpha} - 1\right) = 2l.\left(\log \frac{2l}{\alpha} - 0.302\right) \text{ (1)},$$

où d désigne le diamètre du fil, et que la capacité lc du fil est donnée par la formule :

$$lc = \frac{xl}{2v_0^2 \log\left(\frac{2l}{\alpha}\right)}.$$

Si n désigne la constante diélectrique de l'isolateur, et v_0 est le rapport entre les unités des deux systèmes, on peut écrire approximativement :

$$sc = \frac{x}{v_0^2}.$$

(1) H. Poincaré, *les Oscillations électriques*, p. 45.

et la formule (3) est réduite à la forme simple :

$$\lambda = \frac{v_0 T}{\sqrt{x}}, \tag{8}$$

si l'on peut négliger l'amortissement auprès de la fréquence.

Nous n'avons eu recours ici à aucune supposition sur l'origine des oscillations ; on admet seulement qu'elles sont excitées dans un conducteur des dimensions bien déterminées, et il s'ensuit que les formules ci-dessus peuvent être appliquées aussi bien au résonateur qu'au demi-excitateur.

De la formule (7), on peut conclure que la longueur d'onde λ dans le conducteur est tout entière indépendante de la substance diélectrique, dans laquelle le conducteur est plongé, car les rapports $\frac{c}{\gamma_1}$ et $\frac{c}{\gamma_2}$ ne sont pas altérés avec la constante diélectrique. Mais quant à la durée d'une oscillation, il n'en est pas ainsi ; car, étant constante dans la formule (8), il faut que T varie avec n.

1[er] *Cas. — Les capacités γ_1 et γ_2 sont très grandes.*

Alors on peut écrire, au lieu des formules (5), les valeurs approchées :

$$bl_1 = \frac{c}{b\gamma_1} \qquad \text{et} \qquad bl_2 = \frac{c}{b\gamma_2}$$

ou

$$b^2 l = c\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2}\right).$$

En supposant $x = 1$, on a $sc = \frac{1}{v_0^2}$, et ainsi on obtient :

$$T = 2\pi\sqrt{sl \cdot \frac{\gamma_1\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}},$$

la formule bien connue, donnée par lord Kelvin.

Évidemment, cette formule approchée ne peut être employée que pour le cas où $\log 2n\frac{l}{\lambda}$ peut être remplacé par l'arc, c'est-à-dire si la longueur du fil l est extrêmement petite auprès de la longueur d'onde γ.

Deuxième cas. — $\gamma_1 = 0$ et $\gamma_2 = \infty$.

Donc, on a log. $2\pi \frac{l}{\lambda} = \infty$, c'est-à-dire $\lambda = 4l$, comme nous avons vu pour le récepteur de M. Slaby.

Quant aux longueurs d'onde mesurées par M. Bjerknes, citées ci-dessus, nous ne pouvons pas les calculer, parce qu'il faut connaître la distance des plaques, employées à la mesure. Sur ce point, il a seulement indiqué que la longueur d'onde peut varier jusqu'à plusieurs décimètres, selon l'arrangement employé. Mais nous pouvons calculer, d'après la formule (7), les deux limites, entre lesquelles toutes les longueurs d'onde observées doivent varier, en calculant la valeur de la longueur d'onde pour $\gamma_2 = 12{,}7$, valeur obtenue en l'absence de l'autre plaque, et pour $\lambda_2 = \infty$, limite supérieure vers laquelle γ_2 tend pour une distance décroissante des deux plaques. Le calcul donne les valeurs suivantes de ces limites :

Limite inférieure de λ ($\gamma_2 = 12{,}7$)......	370	— 422	— 571	cm.
Valeur observée par M. Bjerknes.......	385,7	— 443,0	— 499,5	—
Limite supérieure de λ ($\gamma_2 = \infty$).......	413	— 497	— 552	—

Les variations de λ entre ces limites paraissent au moins avoir plus de probabilité que l'hypothèse de λ indépendant du condensateur formé par les deux plaques placées l'une vis-à-vis de l'autre ; si l'on remarque surtout que les limites calculées paraissent être en accord avec les variations observées de quelques décimètres.

Ainsi, de ce qui précède, on peut conclure qu'il ne faut pas établir une théorie spéciale pour le résonateur et une autre pour l'excitateur, car le demi-excitateur peut être considéré d'un même point de vue que le résonateur, et toute hypothèse spéciale, par laquelle des propriétés nouvelles sont attribuées à la distance explosive, est parfaitement inutile.

Cela une fois établi, il ne reste qu'à ajouter quelques considérations sur les longueurs d'onde mesurées dans les fils de transmission. Il serait trop long de discuter ici les conditions qui doivent être remplies pour les mesures ; on supposera qu'elles sont satisfaites. Donc, les oscillations dans le conducteur primaire, soit un résonateur, soit un demi-excitateur, excitent des oscillations de même période dans les fils de transmission. Les équations (1), (2), (3) doivent être satisfaites aussi pour les fils de transmission, et il n'y a qu'une différence, c'est que la durée est bien déterminée pour le conducteur primaire, et, par conséquent, dans la formule (8), la durée est inva-

riable, et c'est la longueur d'onde λ qui est altérée par le changement de la constante diélectrique n, qu'on obtient en plongeant des fils de transmission dans un fluide diélectrique. Considérons, par exemple, le cas où le conducteur primaire et les fils de transmission sont plongées dans le même fluide diélectrique, d'abord dans l'air et ensuite dans un autre fluide. En plongeant seulement le conducteur primaire dans le fluide, sa longueur d'onde est maintenue à la même valeur, déterminée par la formule (7) ; mais la durée est multipliée par $\sqrt{n}$ d'après la formule (8), et ainsi la longueur d'onde mesurée dans les fils de transmission devint $\sqrt{n}$ fois plus grande. Mais en plongeant aussi les fils de transmission, la durée d'une oscillation n'est pas altérée, étant déterminée par le primaire, et, par conséquent, la longueur d'onde est divisée par $\sqrt{n}$ d'après la formule (8), et le résultat est qu'elle reprend sa valeur première. On obtient donc une valeur invariable de la longueur d'onde, si l'on plonge à la fois les deux conducteurs [1]. Toutes les expériences de M. Gutton sont déduites bien aisément de la théorie.

POIDS MOLÉCULAIRES ET FORMULES DÉVELOPPÉES;

Par M. R. LESPIEAU.

La notion d'atomes et de molécules s'introduit dans la Physique par un grand nombre de portes : on la rencontre dans la théorie cinétique des gaz et dans la théorie des solutions, dans l'étude des indices de réfraction et dans l'étude des phénomènes capillaires. Lorsque cette notion se présente à lui, le physicien la définit comme il l'entend, et il est très remarquable de voir que les résultats auxquels il arrive sont, en général, parfaitement d'accord avec les conceptions des chimistes.

Est-ce à dire pour cela qu'il faille se comporter comme si ces conceptions ne reposaient sur aucun fondement, qu'il faille exiger des chimistes qu'ils définissent les poids moléculaires par telle ou telle donnée physique, laquelle apporterait dans la détermination de ces poids la précision des mesures dont elle est susceptible ?

(1) C. Gutton, *C. R.*, CXXXII, p. 543 ; 1901.

Nous ne le pensons pas; ce procédé serait peut-être légitime, si le physicien démontrait l'existence des atomes et des molécules, s'il démontrait, par exemple, que des volumes égaux de gaz renferment le même nombre de molécules, les molécules en question étant justement celles qui jouent un rôle dans les phénomènes chimiques. Or nous n'en sommes pas là; les chimistes ont même le droit de penser que les molécules dont ils parlent ne sont pas toujours identiques à celles dont s'occupent les physiciens.

Comment les chimistes arrivent-ils à la notion de poids atomique? Par deux voies assez différentes qui ont chacune leurs partisans: Pour les uns, l'hypothèse des atomes fournit de la loi de Dalton une interprétation si simple qu'il est naturel de l'adopter. De même l'hypothèse d'Avogadro découle des lois de Gay-Lussac et fournit un moyen commode de déterminer les poids moléculaires des gaz.

Pour les autres, les mêmes lois conduisent à la notion de membres proportionnels. Le nombre de systèmes de nombres proportionnels est infini [1] (A. Joly, *Cours élémentaire de chimie*, 3e édition).

Chaque nombre proportionnel peut, en effet, être multiplié par un rapport simple sans perdre ses vertus. Tous les systèmes se valent; cependant l'un d'eux a sur les autres un avantage: les nombres qui le constituent sont les poids de volumes égaux, les corps étant pris à l'état gazeux, aussi lui donne-t-on la préférence.

Le premier système est celui préconisé par Wurtz dans *la Théorie atomique*, par Grimaux dans *Théories et Notations*; c'est celui de l'école atomiste. Le deuxième est courant dans l'enseignement secondaire français; ses partisans lui trouvent l'avantage d'être exempt d'hypothèses; nous verrons tout à l'heure ce qu'il faut en penser.

Auparavant il est nécessaire de remarquer que, dans ces deux systèmes, on ne s'est pas préoccupé d'un point sur lequel pourtant les chimistes s'accordent en principe et qui nous paraît capital. Les formules chimiques ne sont pas faites exclusivement pour simplifier les calculs des réactions analytiques; elles doivent résulter d'un examen approfondi des réactions de chaque corps et par suite les refléter, être telles qu'elles rappellent ces réactions à notre esprit.

Pour ceux qui admettent la théorie atomique, la connaissance d'un nombre suffisant de combinaisons gazeuses permet de déterminer les

---

[1] Nous renvoyons à ce traité parce qu'on y trouve un effort sérieux fait en vue d'arriver logiquement à la notation atomique sans hypothèses.

poids atomiques des divers corps simples. Quand on se trouvera en présence d'un composé nouveau, son analyse et sa densité de vapeur étant connues, on saura le nombre et la nature des atomes qui composent sa molécule. Il ne restera plus qu'à chercher l'arrangement de ces atomes, et l'on connaîtra tout ce qui peut influer sur les réactions du composé. On est donc certain d'arriver à une formule en accord avec les propriétés chimiques. Wurtz, dans son livre, constate que le système actuel des poids atomiques est en harmonie avec les analogies chimiques; il n'en est nullement surpris.

Mais si l'on pense que les formules HO, SO^3HO, $C^4H^6O^2$... et H^2O, SO^4H^2, C^2H^6O — se valent, que les secondes n'ont sur les premières d'autre avantage que de représenter des volumes de vapeur égaux (quand les corps sont vaporisables sans décomposition), comment peut-on prétendre arriver à un système en accord avec les propriétés chimiques, lorsque seule une considération d'ordre physique a décidé du choix ?

Les nombres proportionnels présentent bien d'autres points faibles. Pour établir leur existence, on s'appuie sur des lois où il est constamment question de *rapports simples*. Que restera-t-il de la théorie si l'on s'aperçoit que les rapports se compliquent ? Dira-t-on qu'un nombre proportionnel peut être multiplié par un *rapport quelconque ?* La complication dont nous parlons ne saurait gêner les atomistes; leurs hypothèses ont bien été suggérées par la connaissance d'un certain nombre de phénomènes simples; mais elles n'exigent pas qu'ils soient seuls à se présenter.

La loi de Dalton, par exemple, devrait s'énoncer ainsi : Lorsque deux corps s'unissent en plusieurs proportions, il arrive parfois qu'à un poids fixe de l'un d'eux s'unissent des poids de l'autre, qui sont entre eux dans des rapports rigoureusement simples.

C'est ainsi que, pour la même quantité de carbone, le gaz des marais renferme une quantité d'hydrogène exactement double de celle qui est contenue dans le gaz oléfiant. Ceci est la partie inattaquable jusqu'ici, et les progrès de l'analyse chimique n'ont fait que la rendre plus certaine.

Mais est-il permis de dire, comme on le fait dans l'enseignement, qu'il ne se rencontre que des rapports simples? Autrefois on pouvait le croire, aujourd'hui non. Le méthane et l'éthylène ne sont point les seuls carbures d'hydrogène. Comparons les carbures $C^{13}H^{12}$ et $C^{28}H^{26}$.

Ces carbures existent; il s'en trouve même plusieurs répondant à l'une de ces formules.

Ici, à un même poids de carbone s'unissent des poids d'hydrogène, qui sont entre eux dans le rapport $\frac{12.14}{13.13}$. Je sais bien que l'analyse chimique n'est pas assez précise actuellement pour distinguer ce rapport de l'unité; mais néanmoins la façon dont les carbures ont été obtenus, leurs réactions, leurs constantes, établissent ces formules avec assez de certitude pour que nous puissions affirmer que le rapport est bien $\frac{168}{169}$ et non $\frac{169}{169}$.

Si cet exemple était isolé, s'il avait fallu de longues recherches pour le trouver, peut-être resterait-il quelque hésitation dans notre esprit, accoutumé aux rapports simples; mais il n'en est pas ainsi, et il suffit, pour s'en rendre compte, d'ouvrir un traité de chimie qui ne soit pas trop incomplet.

Au reste, si les lois pondérales des combinaisons appliquées aux composés de deux ou de plus de deux corps entre eux comportaient des rapports toujours simples, on ne devrait rencontrer que des formules à exposants simples. Or quel est le chimiste qui rejettera *a priori*, uniquement à cause de leur complexité, des formules du genre de celles-ci :

$$PT_{u}^{11}O^{13}H^{15}18H^{2}O$$
$$PT_{u}^{10}O^{38}H^{11}8H^{2}O$$
$$C^{240}H^{387}Az^{65}H^{75}S^{3},$$

proposées pour représenter l'albumine et certains acides phosphotungstiques.

Dalton crut à la simplicité des rapports, c'est du moins ce qu'affirme Sainte-Claire Deville (*Ann. de l'Ec. Normale*, 2e s., t. V, p. 202), et pourtant, comme le dit Wurtz, « esprit élevé, Dalton ne s'arrêta pas aux faits, mais chercha à en rendre compte par une conception théorique ». Il « supposa que la matière était formée d'atomes ». Deville fait remarquer (*loc. cit.*, p. 201) que cette hypothèse n'a pas pour conséquence la loi des proportions multiples, lorsqu'il est question de multiples simples, qu'il aurait fallu ajouter « les combinaisons s'effectuent entre des atomes associés en nombres entiers petits ». Dalton ne l'a pas fait, et c'est justement pour cette raison que son hypothèse n'est point en contradiction avec les progrès de la chimie, tandis qu'on n'en pourrait dire autant de la loi des rapports simples.

Dans certains cas, nous observons que les poids d'un corps qui se combinent à un poids constant d'un autre sont des multiples d'un même nombre. Par suite de l'imperfection de nos méthodes d'analyse, nous ne pouvons constater ce fait avec certitude que si ces multiples sont simples. N'est-il pas naturel d'admettre par généralisation que, dans tous les cas, les poids en question sont des multiples d'un même nombre, simples ou non, et, ce faisant, est-on bien éloigné de l'hypothèse de Dalton?

Les lois de Gay-Lussac, qui ont joué un rôle capital dans l'histoire de la chimie, ne sont pas à l'abri des critiques précédentes. Il n'y a, pour s'en rendre compte, qu'à essayer de les appliquer aux carbures d'hydrogène, car, pour inconnu que nous soit le volume de 12 de carbone en vapeur, il n'en a pas moins une valeur. L'une de ces lois, relative aux contractions a disparu de la science, les autres ne peuvent être considérées que comme de simples remarques applicables aux corps présentant l'état gazeux, dans les conditions habituelles de température et de pression, mais ne sauraient servir à édifier un système de formules applicables à tous les corps.

Ainsi l'hypothèse de l'existence des atomes nous paraît bien supérieure à la théorie des nombres proportionnels, et nous l'adopterions volontiers. Mais cela n'est même pas indispensable pour arriver à donner à chaque corps une formule et, par suite, un poids moléculaire.

Disons avec Gerhardt : « Les formules chimiques ont pour but de « rendre évidentes de la manière la plus simple et la plus exacte les « relations qui rattachent les corps entre eux sous le rapport de la « transformation. Toute réaction chimique peut se rendre par une « équation. Représenter un corps par une formule rationnelle, c'est « résumer par des signes de convention un certain nombre d'équa- « tions. Les formules rationnelles sont donc en quelque sorte des « équations contractées. »

Appliquons ceci à des exemples classiques :

Après avoir exposé les belles recherches de Graham sur l'acide phosphorique, ne peut-on dire : l'hydrogène de cet acide est susceptible de se fractionner en trois parties. Pour rappeler ce fait, nous écrirons dans sa formule trois fois le symbole de l'hydrogène, et nous appellerons alors poids moléculaire de cet acide le poids qui renferme 3H. Avec $H = 1$, l'analyse nous apprend que ce poids est 98. Cet exemple n'est pas unique : l'hydrogène combiné se prête presque

toujours à des substitutions par les métaux, le chlore, les radicaux hydrocarbonés; ces substitutions ne portent généralement que sur une fraction de l'hydrogène. Choisissons la formule qui s'accommode le mieux des fractionnements observés.

Quand nous aurons cité le travail de Williamson sur l'éther, nous le résumerons en disant : la composition de l'éther est celle d'un alcool déshydraté. On respecterait donc sa composition en lui donnant la même formule qu'à l'alcool en éliminant toutefois les éléments de l'eau. Mais il vaudra mieux doubler la formule de l'alcool avant de faire cette élimination, parce qu'alors nous ne séparerons pas dans notre symbolisme les phénomènes absolument semblables de l'éthérification d'un alcool et de l'éthérification d'un mélange d'alcool, parce que nous pourrons ainsi représenter commodément les éthers mixtes.

Nous démontrerons de même, avec Wurtz, que, si l'iodure de méthyle est CH^3I le corps obtenu en traitant par le sodium est non pas CH^3, mais $CH^3.CH^3$. Nous nous appuierons pour cela sur les résultats de l'action du sodium sur un mélange d'iodures alcoylés.

En un mot nous considérerons chaque combinaison comme une sorte de mécanisme; pour en connaître les différentes pièces, nous le démonterons par l'analyse, puis nous essaierons de les remettre en place par la synthèse, et nous trouverons ainsi à la fois la formule développée et le poids moléculaire. Avant les belles découvertes de Raoult, on ne faisait pas autrement pour fixer la formule des composés non volatils, et la cryoscopie n'a point détruit les résultats acquis, elle s'est imposée parce qu'elle les confirmait.

En acceptant ces vues, on est amené à considérer l'énoncé d'Avogadro non plus comme une hypothèse, mais comme une loi au même titre que la loi de Raoult. Elle ne sert point à définir les poids moléculaires, elle sert à déterminer rapidement une valeur approchée quand il s'agit de gaz. Mais nous ne saurions admettre une définition conduisant à cette conséquence : « les corps non volatils ne « peuvent avoir par conséquent de poids moléculaire ».

Si, dans les recherches, il est commode, pour aller vite, de faire un usage constant des données physiques et de la notion de valence, il n'en est pas moins certain que, dans l'enseignement, il est beaucoup plus instructif de montrer comment les réactions de chaque corps conduisent peu à peu à la formule qu'on lui a donnée. Il restera dans l'esprit de l'élève que la méthode des sciences chimiques n'est point celle des sciences mathématiques, qu'une formule ne se démontre

pas comme un théorème, qu'on peut simplement lui trouver des avantages et qu'un jour on l'abandonnera peut-être pour une autre plus en harmonie avec les faits. L'histoire est là pour lui apprendre que la silice, et plus récemment l'acide hypoazoteux, l'acide persulfurique, ont changé de formules.

Nous ne saurions conclure mieux que par une citation de Friedel : « On ne doit pas perdre de vue que les idées d'Avogadro et d'Am- « père ne sont autre chose qu'une hypothèse physique, féconde en « conséquences, il est vrai, même au point de vue chimique, mais « devant céder le pas aux considérations chimiques, lorsqu'il s'agit « de déterminer les poids des atomes et des molécules. »

RECHERCHES SUR LA CONDUCTIBILITÉ DE LA PEAU DE L'ORGANISME VIVANT ET SUR SES VARIATIONS EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE EXTÉRIEURE. ÉTUDE SUR L'HOMME ;

Par M. J. LEFÈVRE.

1. Exactement placée au contact du milieu extérieur, la peau est la dernière enveloppe que traverse la chaleur dans son mouvement centrifuge à travers le corps. Elle représente le dernier obstacle opposé à la sortie de cette chaleur et mérite à ce titre une mention spéciale dans l'histoire physiologique des *homéothermes*.

Nous nous sommes proposé, ici, d'évaluer en *valeur absolue* la *conductibilité calorifique* de la peau, et d'étudier la variation de cette conductibilité avec la température du milieu extérieur, — la température du milieu intérieur, qui est la température du corps, pouvant être regardée comme constante et égale à 37° C.

Les divers auteurs qui se sont occupés de la conductibilité des tissus n'ont eu en vue, en général, que de donner une *échelle de conductibilités*. M. Bordier, dans des expériences très soignées, a étudié les conductibilités des divers tissus osseux, adipeux, etc. ; mais il n'a pas étudié la peau, et, d'autre part, il n'a opéré que sur le cadavre.

Nous avons voulu mesurer sur le vivant, et en valeur absolue, les divers coefficients de conductibilité qu'introduit l'étude calorifique de la peau, en partant de la définition physique de ces coefficients.

2. La peau, d'épaisseur sensiblement uniforme et égale à 2 milli-

mètres, pouvant être, suivant la comparaison classique, assimilée à un *mur* qui sépare l'intérieur du corps du milieu extérieur, nous aurons *un mur* à faces sensiblement parallèles d'une moyenne épaisseur de 1,5 à 2 millimètres. Nous aurons donc trois coefficients à déterminer :

h, coefficient de conductibilité extérieure ou d'*émission* de la peau vers le milieu environnant;

k, coefficient de conductibilité proprement dite, *intérieure*, ou coefficient de transmission ;

l, coefficient de conductibilité profonde, de *contact* ou de *réchauffement*, à la face interne de la peau.

Soit Q le nombre de petites calories débitées pendant le temps t, S la surface du corps en centimètres carrés, A la température cutanée à la profondeur e, B la température de la face extérieure. 37° représentant la température du milieu intérieur chez l'homme dans la région sous-cutanée, on aura, pour la période de régime :

$$h = \frac{Q}{(B - C)\,St}, \qquad k = \frac{Qe}{(A - B)\,St}, \qquad l = \frac{Q}{(37 - A)\,St}.$$

h représentera la chaleur émise par l'unité de surface pendant le temps 1, pour 1° de différence entre la surface extérieure et le milieu.

k sera la chaleur qui passe par unité de surface d'un plan quelconque parallèle aux faces, l'épaisseur totale de la peau étant 1, et la différence de température aux 2 faces, 1°.

l mesurera la chaleur qui *entre* à la face profonde de la peau, par unité de surface, par unité de temps, et pour 1° de différence entre l'intérieur du corps et la face interne de la peau.

Les quantités à connaître sont : Q, A — B, B — C, 37 — A, S.

Voici donc les séries d'expériences à faire :

1° Détermination de Q par une méthode calorimétrique précise ;

2° Recherche de la température aux deux faces de la peau (à 2 millimètres de distance) ;

3° Détermination de la surface du corps.

Cette étude a été faite sur l'homme, et l'on a choisi l'eau comme milieu extérieur. C'est sur moi que les expériences ont été réalisées, c'est-à-dire sur un sujet de trente-quatre à trente-six ans, pesant 65 à 66 kilogrammes, habitué aux réfrigérations et très entraîné musculairement (tissu adipeux réduit au minimum).

3. *Calorimétrie dans le bain sans convection.* — Mes méthodes calorimétriques dans les bains, *avec convection*, ont été détaillées ailleurs (¹). Je ne présenterai ici qu'un résumé de la technique, en insistant seulement sur les points qui intéressent spécialement le problème actuel.

Les thermomètres, gradués au dixième, étalonnés, mis à poste fixe, sont visés à la lunette. On évalue la température avec un oculaire micrométrique donnant $\frac{1}{450}$ de degré. C'est avec cette approximation que toutes les lectures et corrections de réchauffement avant et après le bain ont été faites.

Le sujet se déshabille suivant une règle invariable, et se plonge, au signal donné, en deux secondes, dans le calorimètre. Celui-ci protégé suivant les règles habituelles, contient 68 litres d'eau. Cette réduction de la masse liquide rend la sensibilité aussi grande que possible. Le sujet s'y place vivement, le dos au fond du récipient, les genoux pliés, les mains fixées au bord. La tête, les mains et les avant-bras, et une petite partie des membres inférieurs sortent seuls de l'eau ; mais, *dans toutes les expériences, la surface réfrigérée reste exactement la même*. Cette remarque est importante, car elle nous permet d'affirmer que les diverses expériences resteront toujours comparables.

L'immobilité absolue du sujet dans le calorimètre est indispensable ; en d'autres termes, ce sont les débits sans *convection* qu'il faut mesurer ici. En effet, la quantité Q représente la chaleur perdue dans les conditions mêmes de réfrigération où se trouvera l'organisme lorsqu'on déterminera les températures A et B aux deux faces de la peau ; or la difficulté de cette détermination exigera la complète immobilité du corps.

La fin de l'expérience ne présente rien de particulier. Au signal donné, sur indication chronométrique, le sujet sort du calorimètre en deux secondes. La correction de réchauffement est étudiée après comme avant le bain, et le calcul des calories est fait avec une erreur bien inférieure à $\frac{1}{100}$.

Ces mesures sont faites à 5, 12, 18, 24, 30°. A chaque tempéra-

(¹) *Arch. de Physiologie*, années 1895, 96, 97. Nous avons, dans ces mémoires, insisté sur la vérification de l'*uniformité de température* du bain au cours de l'expérience, avant et après.

ture, j'ai cherché les débits en 1, 2, 3, 5, 8, 12, 20 minutes. Je détermine ainsi les débits de la *période variable* et celui de *régime* à la minute pour la *période stationnaire*.

La courbe Q ci-jointe, construite sur ces données expérimentales, indique la valeur du débit de *régime sans convection*, en fonction de la température du réfrigérant (*fig.* 1).

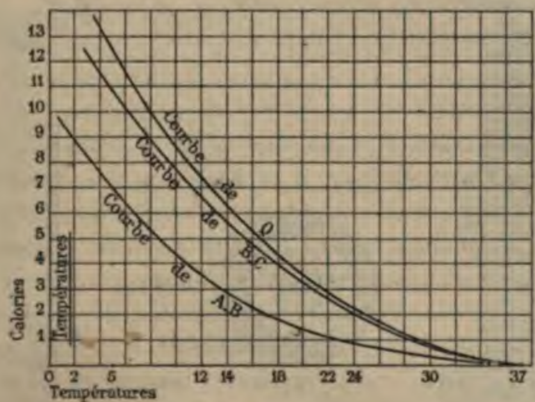


Fig. 1.

4. *Expériences de topographie thermique cutanée.* — Rien de plus difficile *a priori* que la prise sous l'eau de la température des deux faces de la peau. Je me suis expliqué ailleurs (¹) sur cette difficulté et sur les moyens qui m'ont permis de la surmonter à peu près entièrement. Voici un résumé de la méthode employée.

On ne peut évidemment utiliser que les soudures thermo-électriques.

Pour la surface cutanée externe, j'emploie une soudure circulaire, en plaque mince fer-maillechort, occupant le centre de la base inférieure d'un cylindre creux d'ébonite à épaisse paroi. La bordure d'ébonite dépassant d'environ 1 millimètre le plan de la plaque, celle-ci n'entre en contact avec la peau que par une légère pression de l'instrument. La caisse est surmontée elle-même d'un manche d'ébonite très épais, au centre duquel passent les fils fer et maillechort, parfaitement isolés électriquement et thermiquement contre le froid de l'eau et la chaleur de la main de l'opérateur. Nous appellerons cet instrument : *pile de contact* (*fig.* 2).

(¹) J. Lefèvre, *Arch. de physiologie* ; 4 mémoires, année 1898.

Pour prendre la température sous-cutanée à 2 millimètres de profondeur, j'ai fait construire une aiguille (*fig.* 3) composée d'un tube creux d'acier et d'un fil de maillechort isolé en son centre. La soudure des deux métaux se fait à 0mm,5 de la pointe pénétrante, et sur

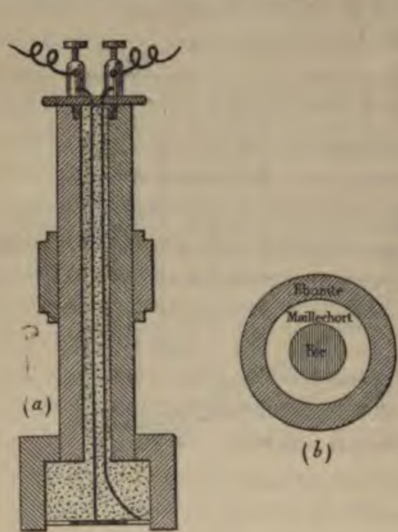


Fig. 2.



Fig. 3.

une simple étendue de 0mm,5. Cette aiguille, vernie sur toute sa surface, peut se déplacer au moyen d'un pas de vis suivant l'axe d'une caisse d'*ébonite protectrice*, où on peut la faire entièrement rentrer. Par le jeu de la vis dont le pas est connu, on amène exactement 2mm,5 d'aiguille hors de la boîte, et l'on enfonce entièrement cette portion libre *perpendiculairement dans la peau*, en forçant un peu pour que la base de la caisse d'ébonite soit exactement au contact de la surface cutanée. Grâce à cette précaution, l'aiguille ne touche pas l'eau.

L'opération se fait en quelques secondes, à fleur d'eau, puis la région observée est aussitôt *et de nouveau* immergée [1].

[1] Les fils fer et maillechort protégés de tubes fins de caoutchouc sont fixés aux quatre bornes des deux soudures et aux deux bornes du galvanomètre. Toutes ces bornes sont enveloppées d'ouate afin d'éviter toute trace de courant parasite par différences de température. Le galvanomètre Thomson est, comme d'usage, observé à la lunette.

Voici la marche d'une expérience :

Le bain est préparé. Les deux soudures plongent à côté d'un bon thermomètre observé à la lunette ; l'eau est agitée. Le galvanomètre est au *zéro ;* ce zéro est *invariable*. Le sujet se place alors dans l'eau, et l'expérience commence.

Elle comprend quatre phases :

1° La pile est appliquée avec légère pression sur la surface du corps mise à fleur d'eau pour la recevoir et replongée ensuite. On déplace lentement l'instrument tout en continuant la pression, afin d'éviter le passage de l'eau entre peau et soudure. Grâce au mouvement continu, on empêche la protection réchauffante de la peau par la pile. Le galvanomètre, dès le début, subit une très forte déviation qui s'atténue peu à peu pendant la période variable et se *fixe* au moment du régime. On relève cette déviation en même temps que la température de l'eau près de l'autre soudure. Transformée en degrés [1], cette déviation fera connaître la différence B — C ;

2° Pile et aiguille placées côte à côte sur la peau, à fleur d'eau ; le galvanomètre revient immédiatement et exactement au zéro. Cette vérification se fait en quelques secondes ;

3° La pile reste à la surface cutanée et l'on enfonce les $2^{mm},5$ d'aiguille entièrement et perpendiculairement dans la peau. Avec les précautions décrites, la pile est déplacée lentement. Cette fois, la déviation observée est de sens inverse à la précédente, puisque l'aiguille est plus chaude que la pile. Cette déviation, instantanément produite se maintient aussi longtemps qu'on le veut ; transformée en degrés, elle donnera la différence A — B ;

4° Si ces valeurs A — B et B — C sont exactes, leur somme A — C doit donner un nombre égal à celui de l'expérience directe. Pour cette *vérification*, l'aiguille restant sous-cutanée, la pile est mise près du thermomètre dans l'eau. La déviation nouvelle donne bien A — C, et *chaque fois on constate que ce chiffre d'expérience est égal au nombre calculé* [2].

---

[1] La transformation se fait en reproduisant la déviation, les soudures étant placées dans deux bains à température convenable.

[2] Exemple de l'exactitude du contrôle, à 14°. B — C = 5°,9 ; A — B = 2°,7. La somme, A — C = 8°,6. La mesure directe de A — C donne 8°,4. La faible différence 0°,2 s'explique par l'échauffement du bain en cours d'expérience.

Le tableau suivant donne les nombres trouvés à 6, 14 et 22°.

Température du réfrigérant.	B — C	Température du réfrigérant.	A — B
6°	10° 2	7°	5° 9
14°	5° 9	14° 5	2° 7
22°	2° 6	22°	1° 2

En portant en ordonnées ces valeurs et en admettant que vers 37°, les différences de température se réduisent à 0, j'ai construit, sur la figure jointe à ce mémoire, les courbes de A — B et B — C. Nous y relèverons les valeurs qui correspondent à 5, 12, 18, 24 et 30° (*fig.* 1).

5. *Détermination de la surface du corps.* — Il faut connaître la surface S qui fournit le débit Q précédemment déterminé. Un procédé bien simple permet d'y arriver.

Après un bain de quelques minutes dans l'eau très froide (5 ou 6°), la surface réfrigérée — celle qu'il faut précisément déterminer — admirablement colorée en rouge, se détache par des lignes nettes sur le reste du corps. Cette surface rougie dessine, en quelque sorte, sur le sujet, à cause de la position qu'il prend dans le calorimètre, des *chaussettes* montant jusqu'à mi-hauteur de mollets, et un *maillot* partant de la base du cou, allant aux coudes et descendant à moitié des cuisses. Il sera donc facile de tailler sur le sujet lui-même de vraies chaussettes et un véritable maillot de coton, en se guidant sur le contour des surfaces hyperhémiées. On aura soin seulement, pendant cette opération, de ne faire que le minimum des duplicatures nécessaires aux coutures et de ne jamais forcer l'élasticité du tissu.

Les pièces de cet habillement sont pesées d'abord, puis on pèse un rectangle de même étoffe dont la surface a été déterminée d'avance. Les pesées sont faites au décigramme. Densités et épaisseurs étant les mêmes, les surfaces sont entre elles comme les poids, et l'on a :

$$\frac{S}{s} = \frac{P}{p}.$$

Ici l'échantillon rectangulaire, dont les côtés sont mesurés au demi-millimètre, donne une valeur de s de 1.690 centimètres carrés, avec une erreur relative $< \frac{1}{1.500}$. Son poids $p = 48$ grammes, et le

poids P de la surface d'habillement vaut 340 grammes. Donc :

$$S = 1.690 \times \frac{340}{48} = 12.000 \text{ centimètres carrés.}$$

Pour la surface totale du corps, moins la tête, on trouverait 14.000 à 15.000 centimètres carrés.

6. *Calcul des coefficients de conductibilité.* — *Discussion.* — Résumons les données du calcul :

Dans toutes les formules S = 12.000 centimètres carrés; $t = 1$ minute, $e = 2$ millimètres [1].

Les résultats calorimétriques et topographiques sont groupés dans le tableau suivant :

Température du réfrigérant.	B — C	A — B	B	A	37 — A	Q (microcalories)
5°	10° 8	7° 25	15° 8	23°	14°	12.500
12°	6° 8	3° 5	18° 8	22° 3	14° 7	7.400
18°	3° 95	1° 8	21° 95	23° 8	13° 2	4.300
24°	2° 5	0° 85	26° 05	26° 9	10°	2.320
30°	0° 8	0° 30	30° 8	31° 1	5°	900

Nous calculons les coefficients en unités C. G. S. Par exemple à 5°, nous aurons :

$$h = \frac{12.500}{10,8 \times 12.000 \times 60}; \quad k = \frac{12.500 \times 0,2}{7,25 \times 12.000 \times 60}; \quad l = \frac{12.500}{14 \times 12.000 \times 60}.$$

Tous les résultats semblables sont groupés dans le tableau suivant :

Valeurs de h, k, l en unités C. G. S.

Température du réfrigérant.	h	k	l
5°	0,0016	0,00047	0,00120
12°	0,0015	0,00058	0,00070
18°	0,0015	0,00066	0,00045
24°	0,0015	0,00075	0,00031
30°	0,0016	0,00083	0,00020

La peau est donc un solide mauvais conducteur; sa conductibilité est à peu près égale à celle du bois, du même ordre que celle de la

[1] Il importe peu, d'ailleurs, que l'épaisseur de la peau diffère un peu de 2 millimètres dans quelques régions. Il suffit que l'on sache que nos coefficients concernent le tissu qui enveloppe le corps sur 2 millimètres d'épaisseur.

gutta-percha, et 5 ou 6 fois supérieure à celle de la laine, 750 fois supérieure à celle de l'air [1].

7. *Fonction de la conductibilité cutanée dans la résistance au froid.* — De la valeur 0,00083 qu'il possède à 30°, le coefficient k s'abaisse avec la température et tombe vers 5° à 0,00047.

La peau est deux fois moins conductrice, c'est-à-dire résiste deux fois mieux au froid à 5° qu'à 30°.

Le coefficient de conductibilité externe h, de la peau au *contact de l'eau*, ne semble pas modifié par la température.

Au contraire, le coefficient de conductibilité profonde, ou de *réchauffement*, croît rapidement quand la température du réfrigérant s'abaisse : il s'élève de 0,00020 à 0,00120. Le *coefficient de réchauffement*, coefficient de conductibilité superficielle de la peau au contact du milieu intérieur, devient six fois plus grand, quand la température du réfrigérant passe de 30° à 5°.

Rapprochons ces lois de la formule classique de résistance des homoeothermes, à savoir que cette résistance se fait principalement par diminution des pertes périphériques. L'expérience nous montre bien que la peau résiste mieux à 5 qu'à 30° ; mais elle nous montre aussi que si la peau exposée au froid est disposée pour perdre le minimum de chaleur du côté extérieur, elle est également *disposée pour en recevoir le plus possible du côté intérieur* [2].

Toutefois, de ces deux modifications contraires (*augmentation* du réchauffement profond; *diminution* de la transmission vers la surface) c'est la première qui l'emporte, et l'on peut dire que :

En dépit de l'augmentation du coefficient de résistance de la peau, au contact du froid, la perte de chaleur à 5° est encore, à cause du réchauffement cutané profond, deux ou trois fois plus grande que ne l'indique la loi de Newton.

Nos mesures, purement calorimétriques, nous avaient conduit, depuis plusieurs années, à énoncer cette conclusion.

---

[1] M. Bordier trouve pour les divers tissus, osseux, adipeux, etc., des valeurs de la conductibilité qui sont du même ordre de grandeur que celles qu'il trouve pour l'air. Il est visible que cette divergence vient de ce que, dans ces expériences très soignées, l'auteur a déterminé pour l'air un *coefficient de convection* (V. Bordier, *Archives de Physiologie*, janvier 1898.)

[2] Loin de s'exclure, ces deux phénomènes se complètent. La peau est d'autant *mieux secourue* à sa face profonde qu'il fait plus froid, mais, en même temps, elle *résiste* d'autant mieux, afin de gaspiller le moins possible la chaleur que l'organisme prodigue pour sa défense.

SUR LES RÉSISTANCES ÉLECTRIQUES DES MÉTAUX PURS;

Par Edm. van AUBEL.

Parmi les mémoires publiés sur les résistivités électriques des métaux purs, à diverses températures, ceux de Mathiessen et ceux de James Dewar et J.-A. Fleming [1] renferment un très grand nombre de résultats, qui sont souvent cités comme termes de comparaison.

Je me propose, dans ce travail, d'examiner les conclusions des deux savants anglais, relatives à l'étain, au cadmium et au nickel.

En 1892, MM. James Dewar et J.-A. Fleming ont attribué, à l'étain pur étiré, une résistivité égale à 9,609 microhms-centimètre à 0°,8 C., tandis que, d'après leur travail paru en 1893, le même métal pur, mais fondu et comprimé à chaud, aurait une résistivité de 13,100 microhms-centimètre à 1° C.

La même constante physique, pour un fil de cadmium pur étiré, est, d'après ces auteurs, 10,023 microhms-centimètre à 0° C., avec un coefficient moyen de température de 0,00419 entre 0° et 100° C. Au contraire, Benoit [2] a trouvé, pour le métal pur écroui, 6,86 microhms-centimètre à 0° et 0,00444 pour le coefficient de température entre 0° et 100° C.

Suivant A. Mathiessen et C. Vogt [3], la résistivité spécifique du nickel pur à 0° C. est 12,357 microhms-centimètre, et James Dewar et J.-A. Fleming ont donné, dans leurs mémoires publiés en 1892 et 1893, les résultats de mesures exécutées avec une spirale de nickel pur, découpée au tour sur un tube de métal. Celui-ci avait été obtenu, en faisant passer de la vapeur de nickel-carbonyle à travers un tube de verre chauffé. Plus récemment, J.-A. Fleming [4] a fait remarquer que les tubes de nickel réalisés au moyen du tétracarbonyle sont trop cassants pour être étirés en fil, et que la fusion du

---

(1) *Philosophical Magazine*, 5e série, vol. XXXIV, p. 326; 1892; — vol. XXXVI, p. 271; 1893; — vol. XIV, p. 525; 1898.

(2) *Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences*, Paris, t. LXXVI, p. 345; 1873.

(3) *Poggendorff's Annalen der Physik*, t. CXVIII, p. 444; 1863; et J.-A. Fleming, *Proceedings of the Royal Society*, London, vol. LXVI, p. 50; 1900.

(4) J.-A. Fleming, *Proceedings of the Royal Society*, London, vol. LXVI, p. 50; 1900.

produit en aurait certainement altéré la pureté. La spirale de nickel étudiée précédemment, dont les dimensions n'étaient pas suffisamment uniformes, pouvaient convenir seulement pour l'étude de la variation de la résistivité électrique avec la température.

Il est permis cependant de douter de l'exactitude de cette assertion du savant électricien anglais, car la courbe tracée avec les résultats des mesures, qui ont été faites entre 0° et 100° par James Dewar et J.-A. Fleming en 1893, présente une forte bosse, aux environs de la température de 20°, et est toute différente de celle que fournissent les valeurs des résistivités données par les mêmes auteurs, dans leur mémoire de 1892.

Quoi qu'il en soit, J.-A. Fleming, dans son nouveau travail, a étudié un échantillon de nickel que M. J.-W. Swan avait préparé, par l'électrolyse d'une solution chaude de chlorure de nickel très pur. Le métal déposé a été étiré à travers une filière, et recuit dans une atmosphère d'hydrogène. Le fil résultant, aussi mou que l'argent, a été soudé à des tiges de cuivre et enroulé sur un cadre convenable, pour être immergé dans l'air liquide. Il a une résistivité spécifique presque égale à la moitié de celle qui a été attribuée jadis au nickel par Mathiessen ; mais le coefficient de température entre 0° et 100°, pour le fil de nickel électrolytique, ne diffère pas beaucoup de celui qui a été obtenu, en 1893, avec la spirale.

Le tableau suivant permet de comparer entre eux les diverses résistivités spécifiques et les coefficients de température obtenus avec le nickel pur, par James Dewar et J.-A. Fleming et par J.-A. Fleming seul.

	Résistivités en microhms-centimètre.	Coefficients de température.		
Nickel provenant du nickel-carbonyle (Dewar et Fleming, *Loco citato*, 1892).	12,350 à 1° 2		0,004931 entre 1° 2 et 20°	0,005696 entre 1° 2 et 94° 5
Nickel provenant du nickel-carbonyle (Dewar et Fleming, *Loco citato*, 1893).	12,402 à 1° 3	0,0298 entre — 182° 97 et 1° 35	0,01043 entre 1° 3 et 18° 7	0,00635 entre 1° 3 et 90° 35
Nickel électrolytique (Fleming, *Loco citato*, 1900).	6,305 à 9°	0,02074 entre — 182° 5 et 2° 35	0,00583 entre 2° 35 et 21° 3	0,00618 entre 0° et 100°

Les écarts si grands entre les divers résultats de James Dewar et

J.-A. Fleming que j'ai signalés antérieurement pour le bismuth [1], et maintenant pour l'étain et le nickel, me paraissent montrer qu'il est au moins imprudent de faire les mesures avec un fil enroulé sur un cadre et soumis à de grandes variations de température. Il serait préférable de se servir de fils rectilignes.

Aussi de nouvelles recherches semblent nécessaires pour établir les résistivités électriques de ces métaux, et l'on est peut-être même en droit de se demander si les divergences signalées ne sont pas de nature à mettre en doute la conclusion principale des travaux examinés ici, à savoir que la résistance électrique de tous les métaux purs tend vers zéro, quand on s'approche du zéro absolu des températures [2]. D'ailleurs cette conclusion ne paraît pas justifiée, car la résistance électrique du platine, de l'argent, du cuivre et du fer devrait s'annuler, respectivement aux températures 258, 248,4, 223 et 223° [3].

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK ;

T. III, n°s 2 et 3 ; 1901.

LEO GRUMMACH. — Experimentelle Bestimmung von Capillaritätsconstanten condennster gase (Détermination expérimentale de constantes capillaires de gaz liquéfiés) (P. 367-376).

La méthode de mesure a déjà été employée par l'auteur pour des corps liquides à la température ordinaire [4]. Les nouvelles expériences ont porté sur l'anhydride sulfureux liquide, un mélange d'anhydride sulfureux et d'anhydride carbonique liquides, préparé par M. Pictet, l'ammoniac et le chlore liquides, et elles ont conduit

---

(1) *Archives des Sciences physiques*, Genève, 4e période, t. IV ; 1897.

(2) On sait que la chaleur spécifique des métaux purs ne tend pas vers zéro, quand on s'approche du zéro absolu des températures (Voir W.-A. Tilden, *Proceedings of the Royal Society*, London, vol. LXVI, n° 428, p. 246, note ; 14 avril 1900 ; et U. Behn, *Drude's Annalen der Physik*, 4e série, t. I, p. 265 ; 1900).

(3) B. Dessau, *Neuere Untersuchungen über verflüssigte Gase und tiefe Temperaturen* (*Physikalische Zeitschrift*, 2e année, n° 3, p. 41, 20 octobre 1900).

(4) *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 205 ; 1901.

aux résultats suivants :

So^2......	α à — 25° C. = 33,285	Dynes-Cm.
Liquide de M. Pictet..	α à — 33° C. = 35,065	—
	α à — 60° C. = 38,209	—
AzH^3.....	α à — 29° C. = 41,778	—
Cl.......	α à — 72° C. = 33,649	—

α représente la tension superficielle.

En appliquant la relation donnée par M. von Eotoös entre la tension superficielle et le volume moléculaire, on arrive à la formule :

$$M = 0\sqrt{\left[\frac{2,27\,(\theta - t)}{\alpha}\right]^3}$$

M étant la masse moléculaire, σ la densité du liquide, θ la température critique et t la température de l'expérience.

On trouve aussi :

$$M_{So^2} = 63,66 \qquad M_{AzH^3} = 17,10,$$

valeurs très voisines de celles obtenues pour ces corps à l'état gazeux.

$$M_{cl} = 92,14,$$

diffère notablement de la masse moléculaire du chlore gazeux.

L'auteur fait ressortir que cette différence ne peut résulter de la condensation, si la vapeur d'eau est contenue dans l'air.

L. Chair.

W. WIEN. — Zur theorie der Strahlung (Sur la théorie du rayonnement). P. 422.

Dans cette courte note, M. Wien reconnaît l'exactitude des critiques adressées par M. Brillouin à ce qu'on a appelé le *paradoxe de Wien*. Il discute seulement la forme des objections que M. Max Planck lui a adressées presque en même temps.

Voici en quoi consiste le *paradoxe de Wien :* Le principe du retour inverse des rayons lumineux s'applique, comme on sait, à tous les phénomènes normaux : réflexion, réfraction, diffraction, polarisation, réflexion cristalline externe ou interne, polarisation rotatoire naturelle; il ne s'applique pas à la polarisation rotatoire magné-

tique. M. Wien a pensé que cette exception devait ou bien entraîner une exception au principe de Carnot, qui régit aussi bien les phénomènes de radiation que les phénomènes d'échange de chaleur par conduction ou contact, ou bien faire découvrir un phénomène nouveau, rétablissant l'accord avec le principe de Carnot par un raisonnement analogue à celui qui a permis à Maxwell et à Bartoli de prévoir, *a priori*, *les pressions* de radiation que devaient mettre en évidence les belles expériences de M. Lebedew(1).

M. Brillouin a montré que le raisonnement de M. Wien était erroné, et il est intéressant de se reporter à cette discussion. L'énergie $\frac{q}{2}$, émanée d'une source S_1, traverse un polariseur p_1 et arrive sur un analyseur p_2 ; elle y arrive polarisée dans le plan de p_2 et se trouve, par suite, totalement transmise, si l'on suppose qu'entre les deux polariseurs se trouve un corps doué du pouvoir rotatoire magnétique, dans un champ tel que la rotation soit précisément de l'angle qui existe entre p_1 et p_2, soit, par exemple, 45°. Cette énergie vient tomber sur une source S_2, identique à S_1. L'énergie émanée de S_2 traverse d'abord p_2, puis le milieu magnétique, et arrive au nicol p_1, polarisé dans un plan perpendiculaire, par suite ne passe pas à travers p_1. M. Wien en conclut que S_1 envoie de la lumière (et de la chaleur) à S_2, sans que de S_2 il en arrive à S_1.

M. Brillouin suit l'énergie arrêtée par p_1 : elle est totalement réfléchie par ce nicol, retraverse le milieu magnétique et arrive à p_2 polarisée à angle droit de p_2 ; elle y est réfléchie totalement et revient à p_1, cette fois ayant tourné d'un angle $90° + 45° + 45°$, c'est-à-dire, 180° ; par suite, elle traverse totalement p_1 après deux réflexions. Ainsi S_2 envoie à S_1 après trois trajets successifs, la même quantité de chaleur que si le milieu magnétique et l'analyseur p_2 n'existaient pas(2).

B. Brunhes.

(1) *Sur les pressions de radiation*, voir le rapport de M. Lebedew, dans les volumes du *Congrès international de Physique*, t. II, p. 133.

(2) Sur cette discussion, voir *Éclairage électrique*, t. XV, 2e semestre 1898, p. 265 ; et t. XXV, 4e semestre 1900, p. 114.

MAX WIEN. — Ueber die Erzeugung und Messung von Sinus strömen (Sur la production et la mesure de courants sinusoïdaux) (P. 425-449; 1901).

Dans l'étude d'un grand nombre de questions où intervient la fréquence de variations électromagnétiques, il serait désirable qu'on puisse avoir à sa disposition des courants de grande fréquence et de forme constante; les courants oscillants obtenus par des procédés électriques sont au contraire, comme on sait, rapidement amortis; on est donc réduit à employer des procédés mécaniques. M. Wien donne la description d'un appareil qui permet d'obtenir des courants très sensiblement sinusoïdaux jusqu'à une fréquence de 8.500, et de doubler cette fréquence, mais les courants n'ayant plus alors la forme sinusoïdale.

Le principe consiste à faire tourner avec rapidité un disque dont le pourtour est garni de pièces alternativement en fer et en une substance non magnétique; ces pièces se succèdent très rapidement entre les pôles d'un électro-aimant; il en résulte des variations du flux magnétique, qui produisent un courant alternatif dans une bobine enroulée sur le noyau de l'électro-aimant. Le nombre de tours du disque peut varier de 4 à 34 par seconde, le nombre des pièces de fer est 250; la fréquence peut donc varier de 1.000 à 8.500.

Quand le circuit comprend seulement des résistances ordinaires, l'intensité n'est pas très considérable, à cause du terme $L^2\omega^2$ de l'impédance $\sqrt{R^2 + L^2\omega^2}$, qui a une grande importance à ces hautes fréquences; mais M. Wien emploie un artifice très ingénieux qui, du même coup, augmente beaucoup l'intensité et rend le courant presque sinusoïdal; il intercale dans le circuit une capacité telle que son effet compense celui de la self-induction. Cela revient, si l'on veut, à accorder le circuit pour la fréquence considérée, c'est-à-dire à utiliser la résonance. On a alors $\omega^2 = \frac{1}{LC}$, et l'impédance se réduit à :

$$\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2} = R.$$

Ainsi l'intensité est augmentée; mais l'augmentation porte surtout sur la période fondamentale. En désignant par A_1 et A'_1 les amplitudes correspondant à cette période, respectivement avec et sans con-

densateur, on a :

$$\frac{A'_1}{A_1} = \frac{\sqrt{R^2 + L^2\omega^2}}{R}.$$

Par exemple, pour une fréquence de 4.008, et $R = 32^{\omega}$, $L = 3{,}09.10^7$, $C = 0^{mf},051$, on trouve :

$$\frac{A'_1}{A_1} = 24{,}2.$$

Ses harmoniques sont beaucoup moins renforcées ; aussi, pour les amplitudes A'_2 et A_2 correspondant à l'octave, on aurait dans le cas précédent :

$$\frac{A'_2}{A_2} = \frac{\sqrt{R^2 + L^2\omega^2}}{\sqrt{R^2 + \left(2\omega L - \frac{1}{2\omega C}\right)^2}} = 1{,}32.$$

M. Wien a obtenu ainsi des courants dans lesquels les harmoniques ne correspondent qu'à $\frac{1}{100}$ environ de l'intensité totale.

Si on accorde le circuit pour l'octave de la période fondamentale, on obtient un courant de fréquence double, mais assez éloigné d'être sinusoïdal.

Pour mesurer l'intensité de ces courants, qui est de quelques dixièmes d'ampère par exemple, l'électrodynamomètre de Kohlrausch convient très bien. Mais il n'est plus assez sensible, si on veut employer une méthode de réduction à zéro, par exemple n ; on doit utiliser le courant dans un pont de Wheatstone. Pour ce dernier objet, M. Wien décrit plusieurs dispositifs de mesure, convenant chacun dans certaines limites de fréquence ; le téléphone ordinaire jusqu'à une fréquence de 3.000 ; puis un appareil qui est une modification du galvanomètre à vibrations de Rubens ; enfin, pour les fréquences les plus grandes, une modification de l'appareil de Bellati-Giltay (équipage de galvanomètre dans lequel les aimants permanents sont remplacés par des petits morceaux de fer doux) ; l'aimantation de celui-ci change de sens aussi souvent que le champ alternatif produit par le passage d'un courant alternatif dans une bobine, de sorte que le couple moyen a un sens bien déterminé.

Ch. Maurain.

MAX WIEN. — Die akustichen und elektrischen Constanten des Telephons (Les constantes électriques et acoustiques du téléphone). — T. IV, p. 450-458; 1901.

M. Wien a utilisé les courants sinusoïdaux de haute fréquence étudiés dans le travail précédent pour la détermination des constantes d'un téléphone, c'est-à-dire de la résistance et de la self-induction correspondant aux courants oscillants qui le parcourent, du minimum de courant nécessaire, pour chaque fréquence, pour l'audition d'un son ; il a étudié aussi l'influence des sons propres du téléphone sur la variation de la sensibilité de l'instrument avec la fréquence.

La résistance apparente croît beaucoup avec la fréquence ; au contraire, la self-induction décroît.

Voici les valeurs de l'intensité efficace la plus faible pour laquelle on commence à percevoir un son, pour les quatre téléphones étudiés par M. Wien ; N désigne la fréquence, et l'intensité est donnée en ampères.

N	Tél. de Bell.	Tél. d'Apel.	Tél. hémeus ancien	Tél. hémeus nouveau
64	$190.000.10^{-8}$	$5.000.10^{-8}$	$1.800.10^{-8}$	$1.200.10^{-8}$
128	15.000	510	220	150
256	1.050	40	26	13,5
512	150	10	1,7	2,7
720	»	»	1,5	0,8
1024	18	3,5	3	1,35
1500	30	2,3	6	2,4
2030	130	3,5	0,8	3
2400	»	5	2	1
2800	70	»	»	»
4000	230	70	50	30
8000	2.500	170	700	400
16000	12.000	1.000	2.900	1.700

F. POCKELS. — Zur theorie der Niederschlagsbildung an Gebirgen (Théorie de la précipitation sur les chaînes de montagnes). — P. 459-480.

L'auteur aborde théoriquement le problème de la précipitation de l'eau sur une chaîne de montagnes, dans divers cas particuliers. Il se donne un profil de la chaîne, suppose que le vent est dirigé normalement à la direction de la chaîne, et étudie la répartition de l'eau tombée, entre le pied de la montagne et le sommet, dans les trois hypothèses suivantes :

1° On a un profil où la courbure varie d'une façon régulière entre une plaine et un plateau également plan et horizontal. Les nuages dépassent la hauteur du plateau ; la variation de la température avec la hauteur est celle qui correspond à l'équilibre adiabatique. Dans ces conditions, le maximum de la précipitation a lieu au milieu de la pente, à égale distance du pied et du sommet ;

2° On suppose que le sommet du plateau est dans les nuages, que ceux-ci affleurent à un point déterminé de la pente. La courbe de la précipitation présente, en ce point, un point anguleux : là est le maximum de l'eau tombée ;

3° Au lieu de la loi de décroissance adiabatique des températures, on se reporte aux formules empiriques donnant, pour le régime d'été et pour le régime d'hiver, la variation moyenne de la température et de l'humidité avec la hauteur. Et l'on admet qu'un courant d'air humide remonte la pente de la montagne ; on peut tracer les courbes limites de nuage, pour le régime d'hiver et pour le régime d'été. On arrive à une loi toute différente pour la répartition de l'eau tombée ; le maximum a lieu, dans ce cas, au sommet de la montagne. De pareilles discussions ont le mérite de montrer comment pourraient être dirigées des séries d'observations pluviométriques, pour donner autre chose que de la pure statistique.

B. B.

MAX HORNEMANN. — Die Wirkungen der Gleichstromschwankungen, der elektrischen Schwingungen und der Elektroinductionsströme aufine in einem constanten Felde stehende Magnetnadl bez. Einen inductor aus weichem Eisen (Action d'un courant intermittent, d'oscillations électriques ou de courants d'induction sur un aimant ou un morceau de fer doux placés dans un champ constant). — P. 481-512.

L'auteur décrit un grand nombre d'expériences dont il déduit les conditions les plus favorables pour obtenir un galvanoscope sensible.

G. TAMMANN. — Ueber die sogenanten flüssigen Krystalle (Sur les cristaux dénommés cristaux liquides). — P. 524-530.

F. Reinitzer et L. Gattermann ont préparé des corps solides qui, en fondant, donnent non pas un liquide clair, mais un liquide trouble. Si on place une couche de ces liquides troubles entre deux prismes

de nicols croisés, la lumière est rétablie. O. Lehmann considère ces liquides troubles comme des cristaux liquides.

M. G. Tammann n'admet pas cette explication et, en considérant l'éther du para-azoxyphénol, il est conduit à émettre l'opinion suivante.

On peut considérer les liquides troubles provenant de la fusion du para-azoxyanisol et du para-azoxyphénol, liquides qui proviennent de cristaux parfaitement translucides, comme des émulsions d'un produit de réduction brun qui se forme en grande quantité dans la préparation de ces substances à partir des éthers du paranitrophénol ; les cristaux translucides doivent être alors considérés comme des solutions dans les cristaux de ce produit de réduction brun. D'après M. Tammann, on se trouverait en présence d'un cas non rencontré jusqu'ici d'un corps plus soluble dans les cristaux d'une autre substance que dans le liquide provenant de la fusion de ces cristaux. Cette manière de voir permet de rendre compte des principaux phénomènes qui se produisent quand on échauffe ces substances. Les cristaux translucides donnent naissance à un liquide trouble formé de deux phases liquides ; la phase principale, qui se compose d'une dissolution étendue de la substance brune dans une grande quantité de para-azoxyanisol et la phase secondaire, qui est formée d'une dissolution de para-azoxyanisol dans la substance brune. L'on élève alors la température, le liquide trouble se clarifie, comme le fait une émulsion de phénol dans l'eau à partir d'une certaine température.

Dans cet article, M. G. Tammann discute les raisons qui lui font considérer ces liquides troubles comme des émulsions et non comme des cristaux liquides. Les raisons qu'il donne ne nous ont pas semblé tout à fait convaincantes. Les phénomènes auxquels donnent lieu ces liquides troubles ne sont pas très nets ; ils semblent trop compliqués pour que l'on soit bien sûr que l'expérimentateur a étudié les diverses conditions de leur production. M. G. Tammann annonce d'ailleurs, à la fin de son article, qu'il continue ses recherches et qu'il ne considère ce travail que comme une suite de prise de date. Néanmoins le phénomène observé est assez intéressant pour qu'il mérite d'être signalé.

L. Marchis.

MAX PLANCK. — Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum (Sur la loi de distribution de l'énergie dans le spectre). — P. 553-563.

Les nouvelles mesures spectroscopiques de O. Lummer et E. Pringsheim, celles de H. Rubens et F. Kurlbaum, celles plus récentes de H. Beckmann, ont donné des résultats en désaccord avec les considérations cinétiques de W. Wien et avec la loi de la distribution de l'énergie dans le spectre normal, déduite de la théorie électromagnétique du rayonnement énoncée par Max Planck. Celui-ci se propose, dans cet article, de compléter sa théorie précédente de manière à rendre compte des faits d'expérience.

L. MARCHIS.

KARL-F. LINDMANN. — Experimentaluntersuchung über die Metallreflexion der elektrischen Schwingungen (Recherches expérimentales sur la réflexion métallique des vibrations électriques). — P. 617-638.

On sait que, d'après les expériences de M. Righi, la réflexion métallique serait soumise aux mêmes lois, qu'il s'agisse de vibrations électriques ou de vibrations lumineuses. Cet observateur aurait pu, par réflexion métallique, obtenir des ondes hertziennes, à vibrations circulaires ou elliptiques.

D'autre part, M. Poincaré [1] a été conduit à énoncer cette proposition, que : « les composantes principales de la vibration électrique ne doivent subir, par réflexion métallique, qu'une différence de phase inappréciable (de $\frac{1}{100.000^e}$ environ). »

M. Lindmann a été ainsi conduit à reprendre la question expérimentalement. Renonçant aux résonateurs à étincelles, il leur préfère un élément thermoélectrique, seul appareil qui ait nettement accusé la polarisation rectiligne de l'onde incidente.

Quelles qu'aient été les conditions d'incidence et d'azimuth, l'onde réfléchie s'est toujours montrée polarisée rectilignement, contrairement aux résultats obtenus par M. Righi et conformément à la théorie de M. Poincaré.

[1] H. POINCARÉ, *les Oscillations électriques*, p. 246-259; 1894.

H. DORRIE. — Ueber die Verteilung des elektricität auf dem Ellipsoïd (Distribution de l'électricité sur un ellipsoïde). — P. 638-642.

Par une transformation élémentaire, l'auteur passe de la distribution électrique sur la sphère à la distribution sur l'ellipsoïde.

V. SCHUMANN. — Zur Lichtdurchlässigkeit des Wassertoffes (Transparence de l'hydrogène par la lumière). — P. 642-646.

L'auteur avait cru, par des photographies du spectre, prises à travers l'hydrogène, mettre en évidence une très faible absorption de ce gaz par la lumière. Ces résultats doivent être uniquement attribués à des causes perturbatrices (raccords de caoutchouc ; corps gras des robinets).

F. Carré.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. I ; mars 1901.

RICHARDSON and LAWS. — On some Interesting Changes in the magnetic Condition of an Alloy of nearly pure Iron and Aluminium (2,42 0/0) due to successive Heatings and Coolings (Sur quelques changements intéressants de l'état magnétique d'un alliage de fer et d'Al (2,42 0/0), produits par des échauffements et des refroidissements). — P. 296-301.

L'analyse chimique de l'échantillon a donné :

Aluminium	2,42
Carbone	0,10
Manganèse	0,09
Silicium	0,05
Phosphore	0,02
Soufre	0,03
Fer (par différence)	97,29

Il fut fondu sous forme de disque, dans lequel on tourna un anneau. Cet anneau fut recouvert de deux bobines primaires et secondaires isolées par de l'amiante. L'induction fut mesurée par la méthode balistique. La température indiquée par la résistance d'un fil de Pt, l'échauffement produit par un courant passant dans un fil de Pt.

Les résultats sont donnés par des courbes indiquant la perméabilité en fonction de la température pour diverses valeurs du champ ($H = 0{,}05$, $H = 4$, $H = 12$).

L'échantillon n'ayant pas été chauffé après la fusion, les courbes montrent que I passe par un maximum à trois températures comprises entre la température ordinaire et la température (785°), à laquelle toute propriété magnétique disparait. L'effet est plus marqué pour champs faibles.

Dans des champs faibles, I croît à chaque échauffement; les courbes d'échauffement et de refroidissement ne coïncident jamais; les trois maximums disparaissent graduellement au fur et à mesure que les échauffements et refroidissements sont continués; un nouveau maximum apparaît entre 500 ou 600°.

Pour des champs intenses, les trois maxima d'abord observés ne s'observent plus après plusieurs échauffements.

Les courbes montrent une hystérésis de température.

PERREAU.

LORD RAYLEIGH. — On a Problem relating to the Propagation of sound between Parallee Walls (Sur un problème relatif à la propagation du son entre deux parois parallèles). — P. 301.

La viscosité et la propagation de la chaleur par conductibilité modifient la propagation du son. Le problème est traité dans le cas indiqué suivant la méthode de Kirchhoff, en renvoyant pour plus amples détails à « Theory of sound ».

Il avait pour but de savoir si, dans la propagation du son au-dessus de l'eau tranquille, il se formait près de la surface, par suite de la viscosité et de la conduction de la chaleur, quelque *ombre* importante. Le résultat est que l'effet peut être négligé dans la pratique.

PERREAU.

R.J. STRUTT. — On the tendency of the Atomic Weights te approximate to Whoe Numbers (Sur la tendance des poids atomiques à s'approcher des nombres entiers). — P. 311-316.

Pourquoi la loi de Prout, qui n'est certainement pas rigoureuse, est-elle assez approchée pour avoir pu être longtemps regardée comme vraie? L'auteur a voulu, non pas donner à cette question une

réponse, mais montrer d'une façon plus rigoureuse que *la question se pose*. Appliquant le calcul des probabilités à la manière de Laplace, il montre qu'il n'y a pas plus d'une chance contre mille que les poids atomiques des éléments, s'ils étaient distribués au hasard, aient des valeurs aussi peu écartées des nombres entiers que celles qu'ils ont en réalité. — Peut-être sera-t-on moins sensible à ce genre de raisonnement quand on se rappellera comment le raisonnement analogue de Laplace, fondé sur le sens de rotation des satellites dans le système solaire, a été renversé par la découverte de la rotation inverse des satellites de Neptune et d'Uranus.

B. B.

A. SCHUSTER. — On magnetic precession (Sur la précession magnétique). P. 314-325.

Discussion des effets de l'*inertie électrique*. Si l'électricité est une matière douée d'inertie, un courant électrique dont est le siège un corps matériel en mouvement doit se déplacer par rapport à lui, comme un courant d'air à la surface de la terre qui tourne. Si le magnétisme terrestre est dû à des courants, il résulterait de cette inertie électrique un déplacement de l'axe magnétique de la terre, une « précession magnétique », qui serait bien dans le sens des déplacements réellement observés, mais qui serait bien moindre. L'expérience, en effet, n'a jamais permis, jusqu'ici, de mettre en évidence, par des expériences de laboratoire, cette inertie électrique, ce qui assigne à cette grandeur une limite supérieure. Cependant si l'on imagine le courant comme localisé dans une couche mince d'épaisseur t, on accroît la vitesse angulaire de « précession », et l'on peut calculer l'épaisseur nécessaire pour que la vitesse de précession comporte une révolution du système magnétique en cinq cents ans. On arrive à :

$$t = 36.10^{-6} \text{ C. G. S.},$$

ce qui donne une valeur de l'ordre des dimensions moléculaires. On pourrait donc arriver, peut-être, à rendre compte des variations séculaires du magnétisme terrestre, par l'inertie électrique, à la condition d'admettre que les courants terrestres sont des courants moléculaires, constitués, par exemple, par des *électrons* tournant autour des atomes.

B. B.

H.-C. POCKLINGTON. — On the Fundamental Equations of Electrodynamics and Cremieu's Experiment (Les équations fondamentales de l'électrodynamique et l'expérience de Crémieu). — P. 325-330.

On sait que M. Crémieu a repris, au laboratoire de M. Lippmann, la célèbre expérience de Rowland sur l'action électromagnétique de la convection électrique, expérience que Himstedt avait, depuis lors, cru répéter avec succès.

M. Crémieu a fait tourner un disque d'ébonite doré et électrisé; et, à la condition d'éliminer des causes d'erreur provenant de dissymétries de l'appareil et qui ont pu fausser les expériences de ses devanciers, il a cru pouvoir affirmer :

1° Que ce mouvement d'électricité ne provoque au voisinage aucun phénomène d'induction électromagnétique (expérience qui peut être bien plus précise que l'expérience suivante);

2° Que ce mouvement d'électricité n'agit pas directement sur une aiguille aimantée voisine.

Sans attendre que le dernier mot soit dit sur ces expériences, on s'est préoccupé de la portée qu'elles pourraient avoir au point de vue de la théorie électromagnétique.

M. Pocklington conclut de sa courte étude, que « nous ne pouvons pas dire avec certitude si une enveloppe conductrice, en faisant écran pour la force électrique, ne réduit pas aussi la force magnétique à zéro; et si un pareil effet d'écran, — total ou partiel — ne peut pas être démontré théoriquement impossible, l'expérience de Crémieu n'apporte aucune objection décisive à l'exactitude des équations du champ électromagnétique acceptées jusqu'ici ».

Avant M. Pocklington, M. Potier avait émis des réserves analogues sur les conséquences qu'on tirait un peu trop vite de la première expérience de M. Crémieu.

B. B.

J. BUCHANAN. — A contribution to the theory of magnetic induction (Contribution à la théorie de l'induction magnétique). — P. 330-340.

L'auteur montre que les courbes représentant la variation de l'intensité d'aimantation I en fonction du champ H, qu'il s'agisse d'un

---

(1) V. Crémieu, *C. R.*, t. CXXX, p. 1544; 1900.

champ croissant ou d'un champ périodique, peuvent être considérées comme des solutions d'une équation de la forme

$$\frac{dI}{dH} = p.\frac{d^2I}{d\theta^2},$$

où θ représente une quantité dont la valeur numérique varie avec les actions mécaniques, la température, etc.

Ch. M.

John BURKE. — On the Phosphorescent Glow in Gases (Sur la lueur phosphorescente dans les gaz). — P. 340-357.

Les armatures intérieures de deux bouteilles de Leyde (9 litres de capacité) sont reliées aux deux pôles, distants de 2 centimètres à 5 centimètres, d'une machine de Wimshurst. Les armatures extérieures sont reliées par une bobine de quelques tours de fil à l'intérieur de laquelle on a placé un ballon A de 12 centimètres de diamètre, relié à une trompe et à une jauge de Mac Leod par un tube T de 2 centimètres de long et de 5 centimètres de diamètre.

A chaque décharge des bouteilles de Leyde, il se produit dans le ballon, dès que la pression est suffisamment basse (1 centimètre de Hg) une décharge brillante en forme d'anneau. Entre certaines limites de pression $0^{mm},007$ à $0^{mm},002$) une brillante phosphorescence suit le passage de la décharge annulaire dans le gaz et dure ordinairement quelques secondes, parfois une ou deux minutes.

Ce procédé pour obtenir une décharge dans un gaz raréfié a été indiqué, comme on sait, par J.-J. Thomson. M. Burke a étudié la lueur phosphorescente qui suit la décharge. Elle se déplace dans le tube T avec une vitesse de 2 centimètres par seconde, qui reste la même si on interpose un bout de tube de laiton relié au sol. M. Burke en conclut que cette lueur n'est pas produite par une fuite d'électricité le long des parois, mais qu'elle est un *effet de volume du gaz*, — vue confirmée par ce fait que la lueur dépend de la nature du gaz, — et par l'analogie qu'elle présente avec la lueur qui se produit dans un tube à vide avec électrodes au voisinage immédiat de la cathode.

La lueur n'est pas le résultat de la recombinaison des ions produits par la décharge, car elle n'est pas modifiée par la présence de petites électrodes circulaires en toile métallique placées en divers points du tube T, qu'elles soient reliées au sol ou aux pôles d'une

batterie de 180 accumulateurs. La lueur doit donc être produite par des molécules lumineuses, non chargées d'électricité, produites dans le ballon par le passage de la décharge annulaire et qui se déplacent tout à fait indépendamment de la condition électrique du tube. Cette vue semble confirmée par le fait qu'on peut faire diffuser la lueur d'un ballon A dans un ballon B, où on n'a pas produit de décharge par l'intermédiaire d'un tube de laiton relié au sol (tube de 10 centimètres de long, de 1 centimètre de diamètre muni d'un robinet *t*).

La lueur dure plus longtemps en B qu'en A. Ceci s'explique par l'ionisation produite par la décharge. Cet effet destructif de l'ionisation est en effet nettement montré par des expériences où on produit des décharges entre des électrodes *c* et *d* portées par un tube soudé au ballon A ou B. Quand la cathode est l'électrode qui envoie des rayons cathodiques dans l'intérieur du ballon, la lueur disparaît.

Il semble donc que la décharge dans un gaz raréfié produise et des ions et des molécules lumineuses dont on peut augmenter la période de vie en les soustrayant à l'action des ions.

On peut rapprocher ce phénomène des phénomènes analogues observés par Smithells, Dawson et Wilson sur la flamme, par J.-J. Thomson sur la non-influence des rayons X sur la vitesse de combinaison du mélange $H + Cl$ sous l'action de la lumière.

M. Burke cite ensuite divers résultats relatifs à la phosphorescence dans les gaz.

1° Que la phosphorescence semble due à des impuretés, mélangées à l'oxygène qui paraît nécessaire.

2° Il rappelle l'expérience de Navall qui montre qu'un gaz traversé par une décharge à n'importe quelle pression accumule de l'énergie qu'il rend sous forme de lumière phosphorescente, dès que la pression arrive à une valeur déterminée dite « pression de la lueur ».

La lueur, dans ces conditions, donne un spectre de bandes identique à celui de la lueur cathodique de l'oxygène dans les tubes à électrodes.

La cause des deux lueurs doit être par suite la même : accumulation d'énergie pendant la décharge par le gaz qui la rend sous forme de lumière. Cette absorption d'énergie se ferait à la limite de l'espace obscur, comme l'indique la chute cathodique de potentiel (= 341 volts avec l'O), qui a lieu à cet endroit. Dans le cas de tube à électrode, les rayons cathodiques augmenteraient l'intensité de la lueur en réduisant sa durée.

3° Si dans le tube A muni du tube à électrodes c et d, on produit une décharge entre c et d (c étant cathode); on obtient après, par la décharge annulaire, une belle fluorescence autour du tube en c accompagnant la décharge annulaire et pouvant être obtenue une heure après la décharge entre c et d. Si c'est anode, on n'obtient rien.

Ceci doit tenir sans doute à une émanation de particules gazeuses de la cathode, qui se produit longtemps après la décharge, comme l'a montré Philipp.

On peut l'expliquer aussi par ce fait que la décharge est un effet explosif plus fort à l'anode qu'à la cathode qui comprime le gaz en c.

PERREAU.

A. BELOPOLSKY. — On an apparatus for the laboratory demonstratian of the Doppler-Fizeau principle (Appareil pour le principe de Doppler-Fizeau). — *Astrophysical Journal*, vol. XIII, p. 15; 1901.

Si un miroir plan se déplace avec une vitesse v, l'image d'une source fixe dans ce miroir se déplace avec une vitesse $2v$; la longueur d'onde d'une radiation homogène, après n réflexions sur des miroirs tournants, éprouvera des variations dont le signe changera avec la direction du mouvement, et qui seront calculables en fonction de la vitesse commune des miroirs. La vérification du principe se fera en mesurant sur des photographies, le déplacement des raies du spectre produit par la réflexion d'un faisceau de lumière solaire.

L'appareil (dont il est assez difficile de suivre la description qu'aucun dessin n'accompagne) comprend deux roues, portant chacune huit miroirs, quatre moteurs électriques (deux pour chaque roue) et un puissant spectrographe; il a été installé à l'observatoire de Pulkowa, où l'auteur poursuit des recherches dont il donne les premiers résultats. La construction (moteurs et spectrographe non compris) a coûté environ 1.500 francs.

La rotation des miroirs occasionne une telle perte de lumière que la durée de pose passe de 2 secondes, quand les miroirs sont au repos, à 30 minutes quand ils tournent et que la lumière s'est réfléchie sur 6 paires de miroirs, 1 heure quand elle s'est réfléchie sur les 8 paires.

P. LUGOL.

R. WOOD. — On the production of a line spectrum by anomalous dispersion, and its application to the flash spectrum. (Sur la production d'un spectre de lignes par dispersion anomale, et son application au « spectre-éclair » (flash spectrum). — *Astrophysical Journal*, vol. XIII, p. 63 ; 1901.

Dans une communication à l'Académie des Sciences d'Amsterdam (référence à *Astrophysical Journal*, 12, 185), M. Julius attribue le spectre de lignes brillantes, qui apparait au moment de la totalité d'une éclipse, à la réfraction anomale de la lumière de la photosphère par l'atmosphère de vapeurs métalliques qui l'entoure, et dont la densité décroîtrait, quand on s'éloigne de la surface. Dans une telle atmosphère, les rayons ont des trajectoires curvilignes. L'indice étant très faible, sauf pour les radiations très voisines de celles que les vapeurs absorbent, la lumière le plus fortement réfractée, si elle peut être isolée et analysée, donnera un spectre presque identique à celui des vapeurs ; cet isolement serait réalisé grâce à la courbure de la trajectoire des rayons dans l'atmosphère solaire, courbure qui leur permet de nous atteindre après que la lune a caché la photosphère.

L'auteur a obtenu un spectre très voisin de celui du sodium en réalisant des conditions analogues ; une plaque de plâtre est placée au-dessus d'un brûleur Bunsen dont la flamme, alimentée par du sodium métallique, vient s'écraser sur la plaque ; un faisceau de lumière solaire est concentré par un grand miroir sur un coin de la plaque, près du bord de la flamme ; on observe au moyen d'une lunette munie d'un prisme à vision directe, en avant de l'objectif, et qui peut être déplacée dans un plan vertical. Ce spectroscope étant d'abord dirigé vers l'image solaire, on le déplace de manière à réduire la source éclairante à un simple filet, et les raies de Fraunhofer apparaissent ; la lunette est ensuite amenée bien en face du plan de la surface illuminée, et on porte du sodium neuf dans la flamme, le spectre solaire disparaît, deux raies jaunes apparaissent soudainement à côté de D_1 et D_2, vers le bleu, et s'évanouissent soudainement, si on masque le faisceau solaire par un écran ; on obtient des raies plus voisines du rouge que D_1 et D_2, en abaissant la lunette pour viser un peu au-dessous de la plaque, et arrêtant par un écran la lumière provenant de l'image solaire. Ces résultats sont conformes à la théorie de M. Julius. L'auteur, pour étendre ses recherches à d'autres vapeurs et comparer les spectres d'émission

normaux à ces « spectres-éclairs », a imaginé une disposition plus maniable, qui lui a donné, pour le potassium et le thallium, des résultats analogues ; il a également entrepris des déterminations exactes de la dispersion des vapeurs métalliques au moyen d'un prisme de 45° muni de fenêtres en mica, rempli d'hydrogène dans lequel on vaporise le sodium ; les conditions bien déterminées de l'expérience permettent une exactitude très supérieure à celle que donnent les flammes prismatiques. Les résultats indiquent, dans le voisinage des bandes d'absorption, une courbure du spectre très supérieure à celle qu'indique M. Julius (Voir *Revue générale des Sciences*, t. II).

Th. VAUTIER. — Sur un bec type à acétylène (1896). — Sur l'enrichissement du gaz de l'éclairage par l'acétylène (1896-1897). — Etude expérimentale du bec A. Lecomte (1898). — Etude photométrique du bec Auer n° 3 (1898). — (Compte rendu de la Société technique de l'Industrie du gaz en France).

M. Th. Vautier a étudié le bec à acétylène, au point de vue de son emploi comme étalon secondaire ; mais il employait le bec papillon, qui est aujourd'hui remplacé avantageusement par le bec Manchester modifié. L'étude spectrophotométrique a montré que le rapport de l'intensité de la flamme de l'acétylène à l'intensité de la lampe Carcel dans les différentes régions du spectre, un peu inférieur à l'unité dans le rouge, augmente à partir du vert et atteint 1,5 dans le bleu.

L'étude de l'enrichissement du gaz d'éclairage par l'addition de l'acétylène montre que l'opération serait onéreuse. C'est vers 4 0/0 d'acétylène que l'on obtient le meilleur rendement.

Le bec Auer n° 3 à manchon de 12 centimètres se montre excellent pour les pressions élevées de 40 à 60 millimètres d'eau. Le bec Lecomte, au contraire, aurait l'avantage pour les basses pressions, mais ne gagne rien à la comparaison avec le bec Auer aux pressions élevées.

Pour rendre comparables les essais des becs à flamme éclairante, on ramène toujours l'intensité I obtenue avec un gaz au titre T (c'est-à-dire exigeant T litres de gaz pour donner 1 carcel-heure) à l'intensité i qu'aurait ce bec avec du gaz au titre $t = 105$ litres par la simple proportion $i = \frac{T}{t}$. — Cette formule est-elle applicable aux becs à incandescence où le pouvoir calorifique intervient surtout?

On peut écrire, d'après M. Aguitton [1] — C_t et C_T, étant les pouvoirs calorifiques des gaz au titre t et T — a et b des constantes dépendant du bec :

$$C_T = aT + b \qquad \text{d'où} \qquad i = I\frac{C_t - b}{C_T - b};$$
$$C_t = ai + b$$

dans le cas d'une flamme éclairante, on a également $i = I\frac{T}{t}$, d'où $\frac{C_t - b}{C_T - b} = \frac{T}{t}$, formule parfaitement vérifiée par l'expérience. Dans le cas du bec Auer, M. Vautier a calculé par la formule $\frac{i}{I} = \frac{T}{t}$ les rapports des intensités du bec avec des gaz au titre t et T et, comparant ces rapports à ceux obtenus expérimentalement par M. Aguitton, il trouve qu'il y a une différence de 12/100 pour le gaz au titre 120, rarement employé, et seulement 2/100 pour le gaz au titre 113, et conclut que, dans la pratique, le calcul ainsi fait est suffisamment approché.

G. Roy.

V. SCHAFFERS. — Les plaques sensibles au champ électrostatique (*Annales de la Société scientifique de Bruxelles*, t. XXIV, 2e partie; 1900).

L'auteur rappelle une expérience très curieuse de M. Stéphane Leduc [2].

I. On place une plaque photographique ordinaire au gélatinobromure d'argent sur une lame métallique; puis, sur la face sensibilisée on appuie les pointes de deux fines aiguilles bien polies, disposées perpendiculairement à la plaque, et distantes de 5 à 10 centimètres. On les met en rapport avec les pôles d'une machine électrostatique. Au pôle négatif, on voit bientôt le globule lumineux terminal se détacher de la pointe, qui demeure obscure, et se mettre en marche vers le pôle positif en suivant la couche sensible. Le chemin décrit est irrégulier, sinueux, coupé par des arrêts plus ou moins prolongés. Souvent le globule se divise en plusieurs autres. Quand il atteint le pôle

---

[1] Compte rendu de la Société technique de l'Industrie du gaz en France, 20e Congrès, 1893.

[2] *Éclairage électrique*, 9 septembre 1899 et 28 octobre 1899.

positif, tout phénomène lumineux cesse, et la machine se désamorce, comme si ses pôles étaient réunis par un conducteur.

M. Gritters-Doublet a donné du phénomène une explication admise par M. S. Leduc lui-même (1).

Le phénomène serait une électrolyse du bromure d'argent, le métal se portant au pôle —, le brome au pôle +. A mesure que le dépôt d'argent se produit, l'électrode négative se prolonge au sein de la gélatine, et la pointe brillante qui en marque l'extrémité s'avance vers le pôle positif, jusqu'au moment où un pont d'argent réunit les deux pôles et complète le circuit conducteur.

Le P. Schaffers a montré qu'on peut réussir avec un grand nombre de plaques, particulièrement avec les plaques *voilées;* on réussit avec des plaques formées par un sel métallique, bromure ou iodure d'argent, de mercure, etc., en émulsion dans de la gomme arabique, de la gomme laque, de la dextrine, etc. Il a étudié séparément deux phénomènes distincts : production des globules et production de fantômes électrostatiques, comportant, suivant le cas, le dessin de lignes de force du champ électrique ou de lignes équipotentielles.

La production des globules s'obtient soit avec des pointes fines, soit même avec des pointes mousses, soit avec des lames à arêtes vives; les sels d'argent sont ceux qui les donnent le plus fréquemment, puis viennent les sels d'or et de cuivre. Quand le globule tarde à se détacher du pôle négatif, on peut hâter son départ en faisant tourner plus rapidement la machine électrique, puis ralentissant le mouvement. On peut encore souffler sur la pointe de l'aiguille négative. Les globules suivent à peu près une ligne de force électrique, mais parfois leur trajet devient sinueux.

L'étude microscopique de la plaque montre que les traces des globules portent des marques évidentes de brûlure et de fusion. Selon le P. Schaffers, la tension électrique qui s'établit dans la plaque suivant les lignes de force produit nécessairement de petites aigrettes et des étincelles microscopiques entre les particules du sel métallique noyées dans le véhicule inerte, comme les paillettes des carreaux magiques ou des bouteilles étincelantes. Mais ces aigrettes et ces étincelles entraînent un dégagement de chaleur. Le bromure, par conséquent, s'échauffe. Qu'une forte étincelle vienne alors à éclater près de la surface, elle déterminera par contre-coup une foule de

(1) *C. R.*, 3 juillet 1899, p. 37.

petites décharges plus intenses que les premières dans la couche sensible; la température s'élève encore et bientôt atteint le point de fusion. L'intensité des petites décharges augmente de même quand on accélère l'allure de la machine, bien qu'on ne s'explique pas sufisamment dans ce cas pourquoi les globules ne se mettent en marche qu'*après* que la vitesse s'est ralentie. Enfin le souffle a une influence analogue. Par la vapeur d'eau qu'il condense sur la plaque, il prolonge, en quelque sorte, le pôle négatif, et l'établit au contact direct du bromure, tandis qu'auparavant les aspérités de la pointe ou les matières grasses et autres impuretés isolantes qui la recouvraient peut-être empêchaient ce contact intime. Mais ces actions secondaires ne sont pas indispensables. D'ordinaire le simple échauffement dû aux décharges qui traversent constamment la plaque suffit pour provoquer la fusion.

D'autre part, au contact du sel chauffé et des petites étincelles, le support, gélatine, cire, gomme, sucre, etc., dont le point de fusion et même de décomposition est toujours plus bas que le point de fusion du bromure d'argent, se liquéfie, puis se détruit en se charbonnant. La décomposition du véhicule hâte l'évolution finale du phénomène par la mise en liberté du carbone, élément conducteur. Sa liquéfaction la favorise en permettant au bromure fondu de s'étendre et de se rejoindre de manière à former un pont conducteur continu. Ces mouvements sont déterminés par l'attraction que les diverses sections du sel fondu exercent les unes sur les autres, en leur qualité de conducteurs répandus dans un champ, et chargés par influence. « Le fait matériel de cette coulée est indubitable. »

L'étude microscopique a montré qu'au point de départ, à l'aiguille négative, les fragments de bromure commencent par changer de forme, s'étendent, se soudent ; brusquement apparaît une tache liquide « par où un globule bondit tout à coup pour traverser le champ en laissant la trace bien connue ».

Et l'auteur poursuit en indiquant les raisons qui, selon lui, empêchent d'admettre l'hypothèse d'une électrolyse.

II. Pour avoir de beaux fantômes électrostatiques, il faut prendre une plaque du commerce, la coucher horizontalement sous les pôles d'une machine électrostatique ; on met en rapport avec ces piles deux aiguilles, la pointe de l'aiguille positive touchant la face sensibilisée, celle de l'aiguille négative restant à une distance d'un demi-millimètre environ, cela afin d'éviter la production du globule. On met la

machine en marche lentement, de manière à éviter toute aigrette. Peu à peu apparaissent des points noirs aux deux pôles ; ces points s'allongent en traits qui se ramifient. On peut accélérer ensuite la marche de la machine.

Il n'est pas nécessaire d'opérer dans l'obscurité ; mais il ne faut pas que la lumière soit trop vive. Pour prendre ensuite des copies du fantôme sur papier sensible, il suffit de plonger la plaque dans un bain ordinaire, à l'hyposulfite de soude. Les traits noirs demeurent intacts.

Le procédé précédent, très sûr, a le défaut d'être très lent ; il faut aller jusqu'à deux heures de pose. On a beaucoup plus de rapidité (plaque obtenue en 5 minutes) en employant, comme *support*, du sel d'argent, le glucose ou la gomme arabique, ou bien encore la gélatine, mais de la gélatine ayant bouilli longtemps dans l'eau, ce qui lui fait perdre la propriété de faire prise en refroidissant. On broie le bromure sur la plaque même où l'on veut produire le fantôme, on régularise la couche, et on passe rapidement un pinceau souple dans le sens perpendiculaire aux stries.

On a, de la sorte, de belles épreuves du champ entre deux pointes positives, du champ d'une pointe et d'une lame de signes contraires, etc.

B. Brunhes.

MIRE MÉRIDIENNE A MIROIR CYLINDRIQUE;

Par M. G. LIPPMANN.

Cet appareil est destiné à la mesure des ascensions droites. Il a pour objet de rendre le méridien du lieu où l'on opère visible sous la forme d'une ligne lumineuse projetée sur le ciel.

Dès lors il est inutile de munir la lunette d'observation d'un réticule.

Cette lunette, qui peut être photographique, n'a plus besoin d'aucun réglage ; elle peut être mobile et suivre les étoiles pour les photographier ; la ligne lumineuse projetée sur le ciel demeure visible dans le champ, où elle marque à chaque instant la place du méridien.

L'appareil se compose : 1° d'une mire méridienne, c'est-à-dire d'un collimateur monté sur piliers et dont l'axe est dans le plan du méridien ; 2° d'un miroir cylindrique de quelques centimètres de diamètre, horizontal, normal au méridien et installé sur piliers de manière à recevoir la lumière émise par la mire. Le collimateur et le miroir demeurent immobiles pendant les observations.

La lumière sortant du collimateur se réfléchit sur le miroir cylindrique de manière à former une nappe lumineuse plane, c'est-à-dire dont tous les rayons sont parallèles au méridien, et qui couvre 360°. C'est pour cette raison que l'appareil peut fonctionner sous toutes les déclinaisons sans qu'il soit nécessaire d'en déplacer les organes.

Les rayons de la nappe lumineuse reçus sur l'objectif d'une lunette fournissent dans le plan focal de celle-ci une ligne lumineuse très nette et très fine ; cette ligne marque dans le champ la place du méridien, et cela, que la lunette soit fixe ou mobile ; il n'est point nécessaire de régler la position de cette lunette, qui joue le rôle d'un oculaire.

J'ai vérifié que la ligne lumineuse est très nette et très fine, non seulement à l'œil, mais en photographie. La photographie donne des traits noirs qui se pointent à une fraction de seconde d'arc près. En prenant, comme source de lumière, l'arc électrique, une pose de $0^s,003$ est plus que suffisante.

L'appareil fournit donc des résultats satisfaisants au point de

vue optique. Il paraît d'ailleurs devoir être plus stable que la lunette méridienne, puisque toutes les parties réglables en demeurent immobiles.

Réglages. — Le réglage de l'appareil en collimation se fait en amenant le miroir à être perpendiculaire à l'axe du collimateur. Le trou ou la fente du collimateur est réglable : on déplace ce trou ou cette fente jusqu'à ce qu'il coïncide avec le trait lumineux qui se forme dans le plan focal comme il se formerait dans le plan focal de toute autre lunette. C'est donc un réglage par autocollimation. Si ce réglage est supposé parfait, il n'y a plus d'erreur de collimation : la nappe lumineuse et plane fournit l'image d'un *grand cercle* de la sphère céleste. Le plan de ce cercle est évidemment normal aux génératrices du cylindre.

On suppose que le miroir est bien cylindrique, c'est-à-dire que ses génératrices sont toutes perpendiculaires à un même plan. Il n'est pas nécessaire que le cylindre soit de révolution.

Le second réglage consiste à rendre la nappe lumineuse verticale. On peut se servir du niveau pour rendre le cylindre horizontal. Il est peut-être plus sûr de se servir du bain de mercure. Le miroir cylindrique se trouvant entre un bain de mercure et une lunette zénithale réglée, on amène le trait lumineux fourni par l'appareil à passer par la croisée des fils. Le grand cercle fourni par l'appareil est alors vertical. Après ces deux réglages physiques de collimation et de verticalité, il reste le réglage astronomique qui consiste à amener le plan du grand cercle vertical défini par la ligne lumineuse à coïncider avec le plan du méridien.

Ce réglage astronomique s'exécute suivant l'une des méthodes en usage pour la lunette méridienne, le trait lumineux fourni par l'appareil remplaçant le fil central du réticule. On peut, par exemple, se servir des circumpolaires. On pointe une lunette (sans réticule) sur une circumpolaire, et l'on observe ses passages sur le trait lumineux. Les deux passages supérieur et inférieur doivent avoir lieu exactement à douze heures d'intervalle.

Quant au réglage de l'horloge il se fait en observant le passage supérieur d'une même étoile sur le trait lumineux.

On vient de supposer que l'observation des passages se faisait par des observations visuelles. L'instrument se prête, en effet, à ces observations ; mais il est surtout destiné à la méthode photographique.

On braque sur le ciel une lunette photographique montée équatorialement, de manière à faire un cliché des étoiles. En même temps on reçoit sur l'objectif de la lunette la nappe lumineuse. Le collimateur est muni d'un obturateur commandé par la pendule. Le trait lumineux n'apparaît donc que par éclairs successifs, qui ont lieu aux temps t, t', t'', ... marqués par la pendule. En développant la plaque on obtient sur le cliché une succession de traits fins qui marquent les positions du méridien dans le ciel aux temps t, t', t'' ; ce sont donc des cercles horaires.

La distance en temps d'une étoile quelconque au cercle t s'obtient par la mesure du cliché. Si l'image de l'étoile partage la distance des traits t et t' dans le rapport φ, la distance en temps est égale à φ. Deux clichés pris à douze heures d'intervalle doivent donner la même valeur de φ pour chaque étoile. Les n étoiles portées par un même cliché doivent donner des vérifications concordantes. S'il y a défaut de réglage, c'est-à-dire si l'on trouve successivement des valeurs φ et φ' pour une même étoile, la différence $\varphi - \varphi'$ doit être la même pour toutes les n étoiles.

La marche de la pendule se détermine par deux clichés pris à vingt-quatre heures d'intervalle. La différence $\varphi - \varphi'$ est égale à la marche de la pendule ; elle est donnée n fois par les n étoiles du cliché.

SUR UN APPAREIL DESTINÉ A ENTRAINER LA PLAQUE PHOTOGRAPHIQUE QUI REÇOIT L'IMAGE FOURNIE PAR UN SIDÉROSTAT ;

Par M. G. LIPPMANN.

On sait que, dans l'image fournie par un sidérostat, un seul point f, est immobilisé ; les autres points du ciel paraissent tourner autour du premier avec une vitesse variable.

On peut se proposer de réaliser un appareil qui communique à la plaque, automatiquement, cette même vitesse de rotation que possède l'image, afin d'obtenir des images posées de tous les points du ciel. M. Turner a posé récemment ce problème et en a indiqué trois solutions différentes, M. Cornu a proposé une autre solution fondée sur la propriété du point de Cardan. Le but de la présente note est de proposer une nouvelle solution qui est la suivante : l'appareil qui

sert à déplacer le miroir du sidérostat permet également de donner à la plaque le mouvement qui convient pour suivre l'image.

Considérons, en effet, le rayon *a* lumineux qui va du centre *o* de l'objectif à l'image *m* d'un point quelconque du ciel : ce rayon se déplaçant entraîne la plaque. Supposons ce rayon lumineux représenté par une tige métallique rendue solidaire du châssis porte-plaque ; il y a dès lors entraînement. Or l'appareil qui sert à mouvoir le miroir du sidérostat est précisément constitué de manière à représenter les rayons incidents et réfléchis sous forme de tiges métalliques.

Soit donc, installé derrière le porte-châssis, un appareil disposé comme le moteur du sidérostat. Munissons-le d'une tige M assujettie à rester symétrique de l'axe polaire P par rapport à la direction de la queue du miroir. L'axe P a la direction du faisceau incident venant du pôle ; M a donc la direction du faisceau réfléchi correspondant et vient percer la plaque au point où se formerait l'image du pôle céleste. Tout se passe donc comme si le faisceau réfléchi provenant du pôle céleste entraînait la plaque photographique.

Au lieu de l'image du pôle, on peut employer l'image d'un autre point du ciel arbitrairement choisi ; il faut alors ajouter à l'appareils une tige de plus.

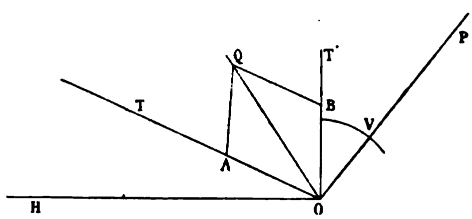


FIG. 1.

La figure ci-contre montre la disposition relative des pièces. OP est l'axe polaire ; OH marque la direction du rayon immobilisé par le sidérostat ; OH est donc l'axe autour duquel doit tourner le châssis. OQ est la queue du miroir. Enfin OT et OT' sont, par l'effet d'une tige additionnelle, assujettis à rester symétriques l'une de l'autre par rapport à OQ. Cette symétrie est assurée par le système des tiges QA, QB, égales entre elles, pivotant autour de A et B, et aboutis-

sant à une glissière en Q. Afin de rendre OT' solidaire de OP, on réunit ces deux pièces par un arc métallique muni d'une vis de pression en V.

Cela posé, pour assurer l'entraînement du châssis il suffit de serrer la vis V. *Aucun réglage n'est nécessaire*. Les dispositifs inventés par les savants nommés plus haut exigent d'ailleurs un réglage calculé sur la position de l'astre dont l'image est immobilisée par le sidérostat.

TÉLAUTOGRAPHE D'ELISHA GRAY-RITCHIE;

Par Désiré KORDA [1].

L'appareil constitue le « télégraphe » par excellence, c'est-à-dire un dispositif permettant la reproduction de l'écriture à distance, j'entends de l'écriture autographe de l'expéditeur qui apparait sur le papier de l'appareil récepteur avec ses caractères plus ou moins embrouillés, avec ses illustrations, croquis et dessins, avec ses ratures et son authenticité (Voir schéma *fig*. 15).

Jamais un problème aussi difficile n'a été réalisé par des moyens électriques plus simples. Nous sommes loin des plaques hachurées de l'abbé Caselli, de même que des organes synchroniques réalisant l'impression mécanique des hachures employées par ceux qui suivaient la trace du savant abbé italien. Le télautographe met en rapport immédiat l'expéditeur et le destinataire, comme s'il s'agissait d'un échange de conversation téléphonique, la seule différence dans le résultat par rapport aux téléphones étant que la conversation est écrite au lieu d'être parlée. Les caractères tracés par l'expéditeur apparaissent au fur et à mesure de leur inscription sur le papier du destinataire, et celui-ci peut répondre de même dès que son « interlocuteur » a cessé d'écrire.

Elisha Gray, l'illustre inventeur du microphone, mort il y a quelques semaines à peine, s'est occupé depuis longtemps de la solution de ce problème. Mais son appareil était d'une construction compliquée, délicate, coûteuse et d'un réglage très difficile, à cause

---

[1] Conférence faite à la séance de Pâques de la Société de Physique.

de tous les organes mécaniques qu'il contenait : moteur, mouvement d'horlogerie, embrayage, etc. Enfin le télautographe primitif de M. Gray était entaché d'un grave inconvénient pratique, c'est de nécessiter quatre fils entre les postes en communication.

M. Macpherson, un des élèves de M. Gray, a réussi à éliminer cet inconvénient et à ramener le nombre de fils nécessaires à deux, mais sans pouvoir se passer des organes délicats, des bobines et contacts sans nombre.

L'appareil actuel est dû à un autre élève de M. Gray, M. Ritchie. Dans cet appareil, plus de mouvement d'horlogerie, plus de complications mécaniques. Un nombre très restreint d'électro-aimants et les deux fils qui réunissent les deux postes en correspondance suffisent, au moyen d'un artifice ingénieux, à transmettre toutes les manœuvres de l'appareil. Nous allons exposer grâce à quels dispositifs tout cela peut se réaliser.

L'appareil comporte l'usage facultatif du téléphone ; on a prévu un commutateur actionné automatiquement par le poids de l'appareil téléphonique. En effet, lorsqu'on décroche le récepteur téléphonique, un ressort antagoniste agit sur le commutateur pour mettre le téléphone en circuit. On peut alors causer, mais on ne peut pas transmettre l'écriture. Lorsque, par contre, le récepteur téléphonique est accroché, son poids ramène le ressort, et c'est le télautographe qui est relié au circuit; on peut écrire, mais on ne peut pas causer.

On peut écrire ou on peut recevoir l'écriture du correspondant; ces deux opérations ne peuvent pas être exécutées en même temps. Dès que l'un des correspondants termine sa phrase, il le signale par une croix, par exemple. Immédiatement, l'autre peut lui répondre, car une simple pression sur un bouton met le transmetteur de l'appareil en circuit à la place du récepteur.

Le même commutateur à bouton met en même temps l'un ou l'autre pôle de la batterie locale à la terre, suivant que c'est le transmetteur ou le récepteur qui se trouve en circuit.

L'appareil étant à l'état de repos, le bouton du commutateur est maintenu abaissé par le levier (O) placé à côté de lui (*fig.* 1), le pôle (—) de la batterie est à la terre et le récepteur en circuit sur le fil de ligne, de sorte que l'appareil est prêt à enregistrer les messages sans qu'il y ait aucune manœuvre à faire. Lorsque l'opérateur pousse le levier (O) avec son crayon, le commutateur devient libre, se soulève, met le pôle (+) de la batterie à la terre et le transmetteur en circuit

à la place du récepteur ; l'appareil est alors en ordre de transmission.

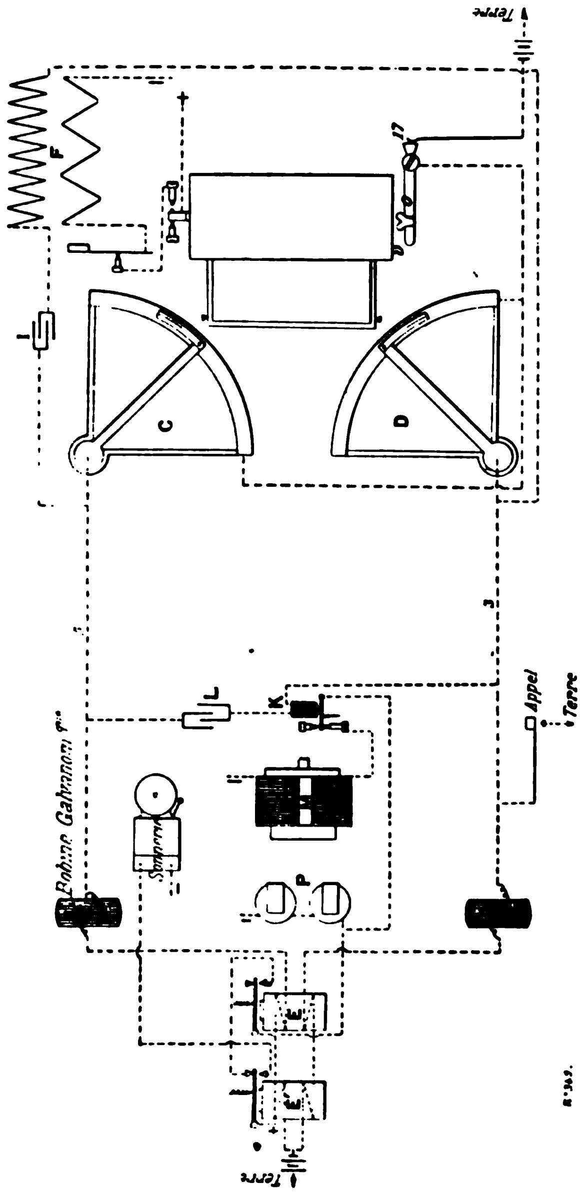


Fig. 2.

Fig. 1.

Les différentes fonctions électriques de l'appareil peuvent se subdiviser ainsi :

1° Le mouvement de la plume parallèlement au papier ;

2° Mouvement d'abaissement et de soulèvement de la plume;

3° Avancement du papier et prise d'encre;

4° Sonnerie d'appel et d'avertissement.

1° *Mouvement de la plume parallèlement au papier.* — Le mouvement de la plume du récepteur est obtenu par la variation d'inten-

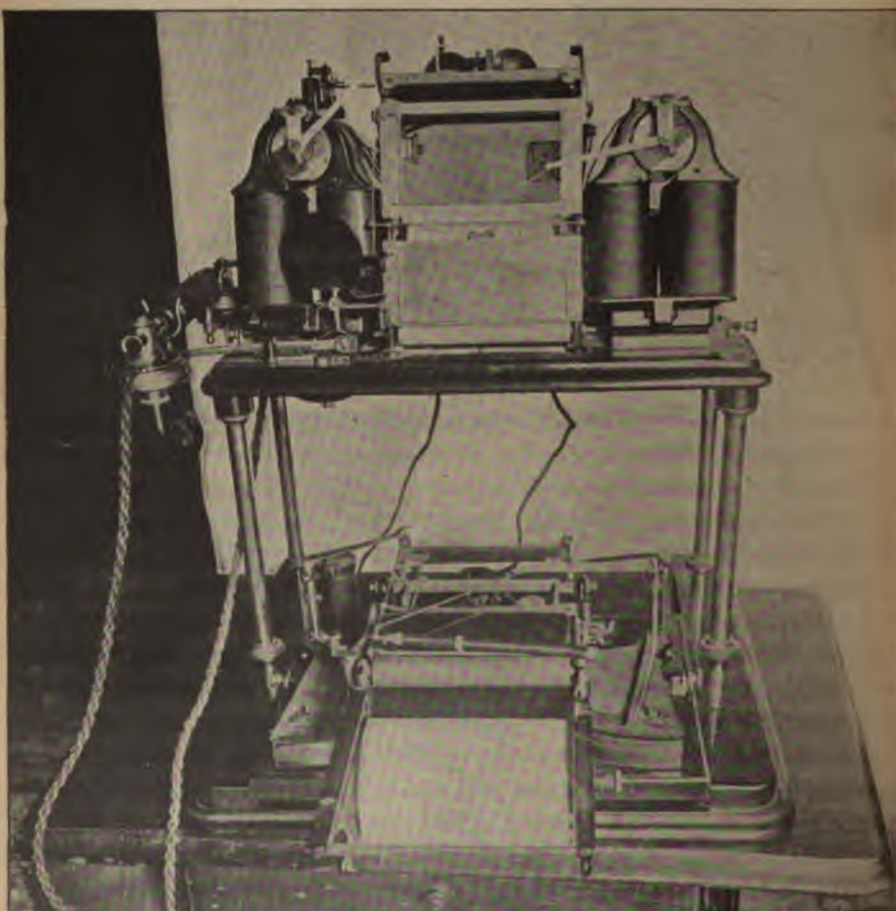


Fig. 2.

sitédes courants continus passant dans les deux rhéostats intercalés sur chacun des deux fils. Les courants variables agissent sur deux bobines galvanométriques (*fig.* 2 et 3), également intercalées sur

chaque fil. Le crayon du transmetteur est adapté à l'extrémité des deux branches fixées au bras des deux rhéostats indépendants (*fig.* 4, 5, 6 et 7) ayant chacun une résistance de 7.000 ohms parta-



Fig. 3.

tagée en 496 parties.

La partie réceptrice de l'appareil est constituée par deux grands mouvements galvanométriques Deprez-d'Arsonval munis de forts

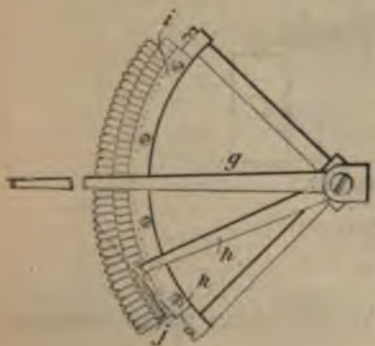


Fig. 4.



Fig. 5.

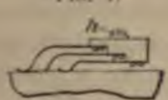


Fig. 6.

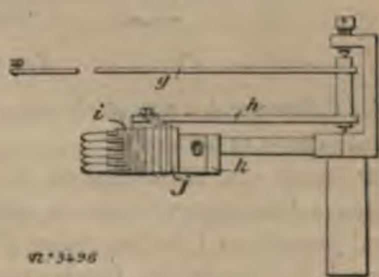


Fig. 7.

ressorts (*fig.* 3, 8, 9, 10). Les axes sur lesquels sont fixées les bobines mobiles sont en relation, à une de leurs extrémités, avec un système de leviers correspondant à celui du transmetteur et font mouvoir une plume sur une feuille de papier semblable à celle de l'expéditeur ; à l'autre extrémité, ils sont reliés à un système amortisseur à liquide.

Les rhéostats ont été divisés de façon que les variations d'angles

des deux branches se reproduisent exactement aux branches correspondantes du récepteur. Pendant les communications les batteries des deux postes sont en série.

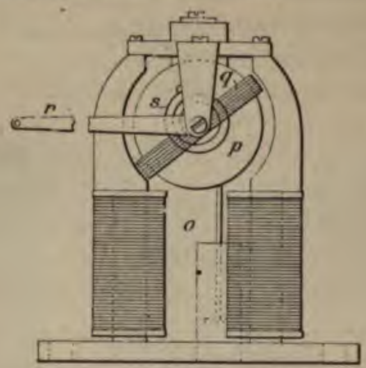


Fig. 8.

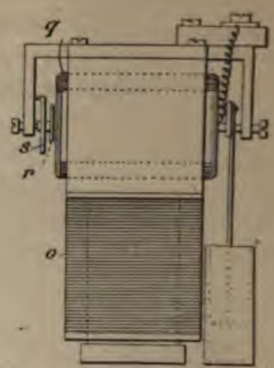


Fig. 9.

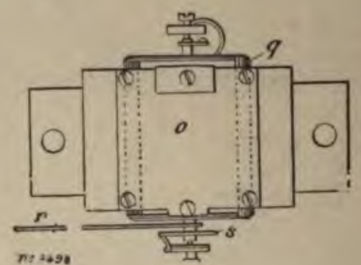


Fig. 10.

La différence des potentiels entre la ligne et la terre est constamment inférieure à 24 volts.

2° *Mouvement d'abaissement et de soulèvement de la plume.* — Lorsque deux appareils sont en ordre de communication, un courant local passe dans l'électro-aimant (M) qui soulève la plume (*fig.* 1). Quand le crayon du transmetteur presse sur la plaque sur laquelle le papier est tendu, il actionne un commutateur envoyant le courant du circuit primaire d'une bobine d'induction (F) dont le trembleur se met à vibrer. Le courant vibratoire secondaire est transmis à la ligne à travers le condensateur (I) et actionne le relai (K) à travers le condensateur (L).

L'armature de (K) est attirée et le circuit de courant local (M) est rompu; la plume, primitivement soulevée par une barre agissant

sur les deux bras des supports, tombe en contact avec le papier.

La self-induction des bobines et relai du récepteur étant considérable, le courant vibratoire du relai ne les traverse pas d'une façon sensible, et le circuit de ce courant se ferme comme suit :

Circuit secondaire de la bobine (F), condensateur (I), ligne (5), condensateur (L), relai (K), ligne (3). On voit que les deux fils (3) et (5) sont, à un instant quelconque, parcourus par des courants vibratoires égaux et de sens contraire, par conséquent sans action inductive sur la ligne téléphonique voisine.

3° *Avancement du papier et prise d'encre.* — L'avancement du papier est obtenu en poussant avec le crayon du transmetteur jusqu'à fond de course et en relâchant ensuite le (V) situé à gauche du rec-

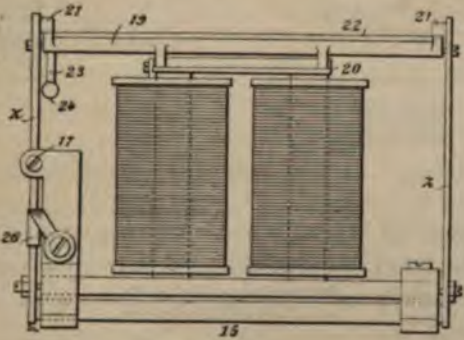


Fig. 11.

tangle où l'on écrit. Ce mouvement, transmis à angle droit à une bielle reliée à un volet mobile, permet de pincer le papier et de le faire avancer. Le papier est emmagasiné sur un rouleau placé sous la planchette du transmetteur. Le mouvement de retour est fait par un ressort. Chaque fois que l'on pousse et relâche le (V), le commutateur (17) (*fig.* 1) coupe et remet le courant sur la ligne. Sur le récepteur, un relai (E) (*fig.* 1) dont l'enroulement est pris par moitié sur chacun des fils et fait dans le même sens, a son armature attirée quand le courant, même minimum, passe sur les fils de la ligne; un courant local passe alors dans les électros (P) (*fig.* 12, 13 et 14) qui, agissant sur le volet mobile et un châssis, pince le papier et provoque son déplacement d'une quantité égale à celle obtenue sur le transmetteur.

Lorsque le courant est interrompu sur les fils de ligne, l'armature

de (E) cesse d'être attirée, et le courant local passant dans les électros (P) est rompu, le papier est relâché et le châssis retombe par son poids sur les butées inférieures.

Lorsque le crayon du transmetteur est placé dans le (V) du levier de manœuvre, la plume réceptrice qui reproduit exactement ce mouvement vient se placer au-dessus d'un encrier.

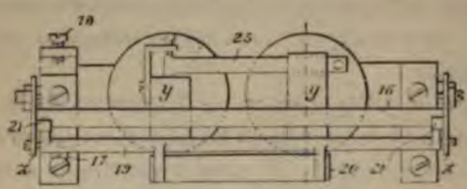


Fig. 12.

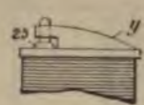


Fig. 14.



Fig. 13.

En appuyant sur le (V), on coupe le courant de la ligne; le châssis élévateur du papier et un bras qui y est fixé vient s'appuyer sur le bras du galvanomètre de gauche et enfonce ainsi la plume dans l'encrier.

Comme il est facile de le voir, sur le diagramme des connexions (*fig.* 1), le courant local ne parvient aux électros M et P que lorsque l'armature du relai (E) est attirée; d'autre part, le courant d'excitation des électros des galvanomètres ne se trouve établi que lorsque le châssis élévateur du papier du récepteur est levé. Les trois courants passant dans M et P, les électros des galvanomètres ne fonctionnent que pendant la communication. Il n'y a ainsi aucune dépense de courant inutile.

4° *Sonnerie d'appel et d'avertissement.* — La sonnerie est constamment reliée par une de ses extrémités au pôle négatif de la batterie locale.

Lorsque le récepteur du télautographe est en circuit, il suffit d'appuyer sur un bouton pour mettre un des fils à la terre et actionner la sonnerie.

En effet, un courant passe dans le relai (E′) (*fig.* 1) dont l'armature est attirée; le circuit de la sonnerie se trouve fermé en dérivation sur la

batterie locale. Le relai (E') porte deux enroulements en sens inverse pris sur les deux fils de ligne, de façon que les courants de même sens et égaux sont sans action sur lui.

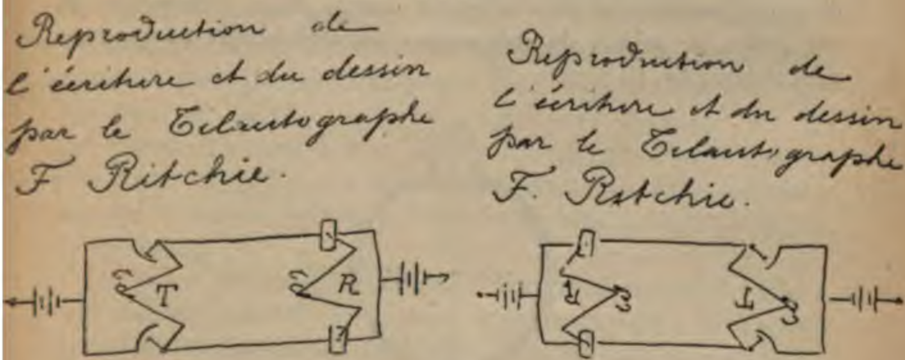


Fig. 15. — Reproduction de l'écriture et du dessin par le télautographe F. Ritchie.

Lorsque le transmetteur est en circuit, le circuit de la sonnerie est fermé sur une bobine de 200 ohms et un interrupteur. Tant que le bras de la personne est posé sur la planchette du transmetteur, le circuit est coupé par l'interrupteur. Aussitôt que le bras se lève, le circuit se ferme, la sonnerie fonctionne et elle ne s'arrête que lorsque l'opérateur a pressé avec le crayon le bouton du commutateur n° 2, dont il a été parlé plus haut, opération par laquelle le récepteur est mis en circuit et la batterie inversée ; on ne peut donc quitter l'appareil sans l'avoir mis à l'état de réception.

FONCTIONNEMENT DU RÉSONATEUR DE HERTZ ET DU RÉSONATEUR A COUPURE. — OBSERVATION DE LA RÉSONANCE ÉLECTRIQUE DANS L'AIR RARÉFIÉ ;

Par M. A. TURPAIN.

Pour qu'un résonateur électrique disposé dans un champ hertzien concentré par deux fils parallèles éprouve des alternatives de fonctionnement et d'extinction, il faut donner à l'appareil soit un mouvement de translation en maintenant le plan du résonateur perpendiculaire au plan des fils de concentration, soit un mouvement de rotation dans son plan, mouvement qui fait décrire au micromètre la surface même du résonateur.

Les diverses théories de la résonance électrique s'accordent à reconnaître un nœud d'ondes stationnaires électriques à chacune des extrémités en regard du résonateur constituant les deux pôles de son micromètre, et elles indiquent comme siège d'un ventre de ces ondes la région du résonateur diamétralement opposée au micromètre (*fig.* 1).

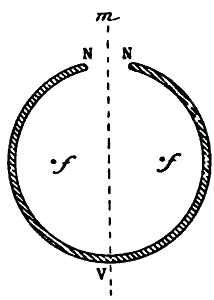


Fig. 1.

Cette division du résonateur hertzien en deux concamérations successives est en accord avec la loi expérimentale suivante, qui rend compte de l'observation du mouvement de translation donnée au résonateur : *La longueur d'onde des oscillations électriques qui excitent un résonateur filiforme donné est égale* (abstraction faite de la perturbation micrométrique) *au double de la longueur du résonateur* [1].

Comment cette distribution s'accorde-t-elle avec les phénomènes que présente un résonateur qui, placé dans une section ventrale du champ, est animé d'un mouvement de rotation de 360° dans son plan?

On constate pendant ce mouvement la production au micromètre de deux étincelles de longueur maximum. Ces étincelles se produisent lorsque le micromètre est à l'une ou l'autre des extrémités du diamètre du résonateur perpendiculaire au plan des fils de concentration. Entre les positions de ces maxima s'observent deux positions pour lesquelles une extinction à peu près complète se produit au micromètre. Ces positions sont aux extrémités du diamètre du

---

[1] H. Poincaré, *les Oscillations électriques*, p. 237 (G. Carré, Paris, 1894) : — A. Turpain, *Sur le résonateur de Hertz* (*Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 31 janvier 1898) ; — *Recherches expérimentales sur les oscillations électriques* p. 93 (A. Hermann, Paris, 1899).

résonateur contenu dans le plan des fils de concentration. Le diamètre correspondant aux azimuts de maximum d'étincelles est donc en croix avec le diamètre qui correspond aux azimuts d'extinction, ainsi que l'indique la figure 2.

Ces phénomènes semblent assez difficiles à interpréter en admettant la distribution électrique théorique précédemment indiquée. Que l'on admette, en effet, qu'à une étincelle de longueur maxima correspond un ventre, ou bien qu'on voie dans cette étincelle l'indication d'un nœud, l'observation précédente n'en semble pas moins montrer la succession de quatre concamérations le long du circuit du résonateur.

Bien que cette nouvelle distribution soit manifestement en désaccord avec la loi qui lie la longueur d'un résonateur à la longueur d'onde des oscillations qui l'excitent, elle paraît cependant confirmée



Fig. 2.



Fig. 3.



Fig. 3.

par l'observation des phénomènes que présente un résonateur à quatre micromètres [1] situés aux extrémités de diamètres rectangulaires (*fig.* 3). On observe, en effet, que, pour un réglage convenable des micromètres, une rotation de 90° imprimée à l'appareil est suivie de l'extinction des deux micromètres *m*, *m'* primitivement étincelants et de la mise en activite des micromètres *n*, *n'* qui étaient éteints avant la rotation.

Il y a quelques années, j'ai montré [2] qu'un résonateur circulaire de Hertz, qui présente une coupure (*fig.* 4) indépendamment de celle offerte par l'interruption micrométrique fonctionne aussi aisément qu'un résonateur complet.

---

[1] A. Turpain, *Recherches expérimentales*, etc., p. 84.

[2] A. Turpain, *Sur les expériences de Hertz* (Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux, 4 avril 1895).

Les lois qui régissent le fonctionnement du résonateur à coupure sont des plus simples et peuvent toutes se résumer dans l'énoncé suivant : *Dans un résonateur à coupure, la coupure joue le rôle que jouait le micromètre dans le résonateur complet.*

En particulier, en ce qui concerne les positions d'extinction qu'on observe par rotation du résonateur dans son plan, on constate que, *pour obtenir l'extinction, il faut amener le milieu de la coupure dans l'un des deux azimuts que devrait occuper le micromètre pour donner le même résultat, si le résonateur était complet.*

Ce fait expérimental, rapproché de la loi de distribution qu'énoncent les diverses théories de la résonnance électrique assigne, comme position des nœuds des ondes stationnaires d'un résonateur à coupure, les extrémités de la coupure et comme position du ventre des mêmes ondes, le point du résonateur également éloigné des deux extrémités de la coupure.

Cette distribution électrique le long du résonateur à coupure semble en parfait accord avec l'observation suivante :

Par un artifice de construction facile à imaginer, on rend la coupure d'un résonateur à coupure, mobile par rapport au micromètre, de telle sorte que l'arc qui sépare le milieu de la coupure du micromètre puisse croître depuis une valeur voisine de 50° jusqu'à 180°. — Disposant alors le résonateur de manière à ce que la coupure soit constamment située dans un azimut de maximum d'effet, on fait varier l'arc d'écart entre le micromètre et le milieu de la coupure. — Pour chaque arc, on relève la longueur maximum d'étincelle qu'on obtient au micromètre. — On constate que l'intensité de l'étincelle au micromètre croît avec l'arc compris entre la coupure et le micromètre.

Si l'on admet que l'étincelle du micromètre d'un résonateur coupé mesure l'intensité du mouvement vibratoire hypothétique dont ce résonateur est le siège au point où se trouve le micromètre, cette observation confirme la distribution électrique précédemment indiquée. Le résonateur à coupure se présente alors comme ayant un nœud de vibration aux deux extrémités limitant la coupure et un ventre diamétralement opposé au milieu de la coupure.

Toutefois cette observation semble en contradiction avec le fait suivant : Si, au cours de cette même expérience, on vient à rapprocher l'une de l'autre les deux extrémités de la coupure jusqu'à ce qu'une étincelle jaillisse entre elles, on constate que cette étincelle présente une longueur sensiblement égale à la plus grande de toutes

celles observées jusque-là au micromètre du résonateur coupé, c'est-à-dire égale à celle qu'on observe au micromètre lorsque l'arc séparant le milieu de la coupure du micromètre atteint 180°.

D'après l'hypothèse admise que l'étincelle du micromètre mesure l'intensité du mouvement vibratoire, on est amené à supposer l'existence d'un ventre de vibrations au point même où l'on admettait précédemment un nœud.

D'autre part, le rapprochement de ces deux expériences ainsi que la comparaison des lois régissant les positions d'extinction d'un résonateur complet à celles régissant les positions d'extinction d'un résonateur à coupure conduisent à se demander quelle distinction on doit faire entre le micromètre d'un résonateur complet en activité et le micromètre d'un résonateur à coupure en activité.

En définitive, si l'observation du résonateur complet, comme celle du résonateur à coupure, conduisent toutes deux à des lois expérimentales simples, ces lois ne paraissent pas en accord avec la distribution électrique que les diverses théories de la résonance électrique assignent à ces deux sortes de résonateurs. Bien plus, alors que certaines expériences semblent confirmer la distribution électrique qu'indique la théorie, d'autres expériences non moins nettes que les premières l'infirment.

C'est dans le but de rechercher les causes de ce désaccord et de coordonner, si possible, ces différents faits, à première vue contradictoires, que j'ai entrepris les expériences que je vais décrire.



FIG. 5.

Je me suis proposé d'appliquer à cette recherche une méthode qui permette de se rendre compte, au même instant, de l'état électrique des divers points du résonateur tout le long du conducteur qui le constitue. A cet effet, j'ai renfermé tout le résonateur, sauf le micromètre, dans un tube de verre t (*fig.* 5), de forme circulaire, dans

lequel l'air est suffisamment raréfié pour permettre au conducteur du résonateur de produire la luminescence de cet air raréfié. Si la raréfaction est convenable le résonateur décèle les états électriques qui se succèdent le long de l'arc conducteur qu'il forme par la luminescence que ce conducteur produit aux divers points du tube. La luminescence ainsi produite peint aux yeux, par son éclat plus ou moins vif, plus ou moins estompé, l'état électrique des divers points du résonateur en activité qui la produit.

Il est à craindre, dans l'emploi de ce dispositif, que la luminescence de la gaine gazeuse qui enserre le résonateur ne provienne pas de la seule action du conducteur qui forme le résonateur. Il peut arriver que les fils qui concentrent le champ produisent eux-mêmes directement la luminescence du tube à gaz raréfié. Les phénomènes qui doivent déceler la distribution électrique le long du résonateur se trouvent alors troublés. Le degré de raréfaction qui convient le mieux pour que le résonateur produise seul la luminescence est celui qui correspond à une pression de $\frac{200}{1}$ de millimètre.

Les expériences suivantes montrent que la luminescence est alors produite par le résonateur seulement.

1° Si l'on déplace un pont le long des fils, la luminescence disparaît ou réapparait suivant que le pont atteint une position nodale ou ventrale des oscillations qui excitent le résonateur. Pour admettre l'influence directe des fils sur la luminescence produite, il faut supposer que la gaine gazeuse admet exactement la même longueur d'onde que le résonateur ;

2° La luminescence cesse complètement lorsqu'on ferme le micromètre du résonateur ;

3° La luminescence produite accompagne le résonateur lorsqu'on le déplace dans son plan ;

4° Enfin le tube de verre circulaire privé du conducteur formant résonateur et amené au même degré de raréfaction ne devient pas lumineux, bien qu'il soit disposé dans le champ dans les mêmes conditions que lorsqu'il contenait le conducteur métallique.

Les observations faites à l'aide de cette méthode, dont l'emploi est ainsi légitimé, ont porté sur toute une série de résonateurs de formes et de dispositions différentes. Celles relatives au *résonateur complet*, au *résonateur à coupure* et au *résonateur à deux micromètres*, ont donné les résultats suivants :

Résonateur complet. — Le micromètre est placé dans un des deux azimuts de maximum d'étincelle (Voir *fig.* 5). La luminescence ne se produit pas tant que le micromètre est fermé. Dès qu'il est ouvert, elle se produit très faible aux environs immédiats des pôles du micromètre; elle est nulle dans toute autre région. A mesure qu'on augmente la distance explosive du micromètre, la luminescence qui se produit intéresse, de part et d'autre des pôles du micromètre, des arcs égaux de plus en plus grands. Quand les pôles du micromètre sont trop éloignés pour qu'il se produise entre eux des étincelles, la luminescence est maxima ; elle intéresse alors, de part et d'autre, des arcs de 120° à 150°. La seule région qui reste obscure est la région diamétralement opposée au micromètre. La luminescence décroît d'ailleurs et s'estompe depuis la région voisine du micromètre, où elle est la plus intense, jusqu'à la région obscure.

Si l'on déplace le résonateur dans son plan, le micromètre, passant d'un azimut de maximum à un azimut d'extinction, la luminescence accompagne le mouvement du résonateur. Les deux arcs lumineux diminuent de grandeur, lorsqu'on se rapproche de l'azimut d'extinction. La luminescence cesse complètement dès qu'on atteint cet azimut.

Résonateur à coupure. — Cette méthode d'étude a été appliquée au résonateur à coupure en disposant la coupure de trois manières différentes; la coupure est située tout entière à l'intérieur du tube à air raréfié ; les extrémités de la coupure sont seules placées dans l'air raréfié, l'intervalle entre ces extrémités est extérieur aux tubes dans les-



Fig. 6.

quels on produit le vide; les extrémités des arcs qui comprennent la coupure sont, ainsi que l'intervalle qui les sépare, extérieurs aux tubes enfermant le résonateur (*fig.* 6) Les phénomènes observés dans les trois cas sont les mêmes dans leurs lignes générales, à cela près

que, lorsque la coupure est située tout entière dans l'air raréfié, on observe une effluve entre ses deux extrémités.

La coupure étant disposée dans l'azimut 180° et le micromètre étant fermé, on observe une luminescence assez intense le long de chaque conducteur sur un arc de 40° à 50°. Tout le reste du résonateur est obscur. — Dès qu'on ouvre le micromètre, une étincelle s'y produit, les arcs lumineux deviennent moins longs et moins intenses. Dès que le micromètre, graduellement ouvert, cesse de donner des étincelles, on observe plus de luminescence. — Si l'on déplace le résonateur dans son plan, la luminescence accompagne le résonateur et l'intensité du phénomène décroît lorsque la coupure s'approche d'un azimut d'extinction (90° ou 270°), pour lequel aucune luminescence ne persiste.

On voit que l'aspect présenté par un résonateur complet dont le micromètre est aussi ouvert que possible concorde avec l'aspect présenté par un résonateur à coupure dont le micromètre est fermé. Le premier présente une luminescence maximum au voisinage du micromètre, le second au voisinage de la coupure. Les deux appareils sont en effet les mêmes : ce sont *deux résonateurs à coupure sans micromètres*. La présence du tube à air raréfié permet, en effet, de se rendre compte du fonctionnement des appareils sans avoir à consulter les micromètres. — Ces expériences expliquent que les lois du résonateur à coupure soient celles qui régissent le résonateur complet, à condition de faire jouer à la coupure le rôle dévolu au micromètre du résonateur complet.

Résonateur a deux micromètres. — Ce résonateur est constitué par deux tiges en forme de demi-circonférences, placées à l'intérieur de tubes de verre demi-circulaires dont l'air a été convenablement raréfié. Chaque tige porte à l'une de ses extrémités une vis micrométrique qui vient buter contre l'extrémité libre de l'autre tige ; le résonateur se trouve ainsi muni de deux micromètres diamétralement opposés. La course des vis micrométriques est de longueur telle qu'elle permet de produire une coupure dans la région qu'occupe le micromètre.

On place le plan du résonateur perpendiculaire à la direction des fils de concentration et de manière que le diamètre qui passe par les micromètres soit perpendiculaire au plan des fils f de concentration. Soient m et μ les deux micromètres (*fig.* 7). On constate les phénomènes suivants :

m et μ sont fermés : On n'observe aucune luminescence.

m est peu ouvert, μ est fermé : L'étincelle qui se produit au micro-

mètre m est accompagnée d'une faible luminescence de la partie des arcs avoisinant m.



Fig. 7.

m est très ouvert, μ est fermé : L'étincelle n'éclate plus en m. La luminescence devient très vive et intéresse une partie notable (120° environ) des arcs se terminant en m.

m est très ouvert, on ouvre graduellement μ : La luminescence diminue lorsqu'on fait croître l'ouverture du micromètre μ.

m et μ sont peu ouverts : Si les deux micromètres sont ouverts de façon à ce qu'il éclate des étincelles à l'un et à l'autre, pour un réglage convenable, la luminescence se manifeste tantôt le long des portions d'arcs avoisinant m, tantôt le long de portions d'arcs avoisinant μ.

Interprétation des expériences. — On peut interpréter les expériences ci-dessus, dont quelques-unes ne sont que la répétition des expériences précédentes en admettant qu'un résonateur en activité est le siège d'un courant électrique oscillatoire, cheminant alternativement d'une des extrémités vers l'autre. Soient A et B les extrémités de la coupure, le courant chemine de A vers B pendant une demi-période et de B vers A pendant la demi-période suivante.

Les valeurs de la densité électrique en A et B au cours d'une demi-période T sont :

Temps	Densité en A	Densité en B
0	$+\sigma$	$-\sigma$
$\frac{T}{4}$	0	
$\frac{T}{2}$	$-\sigma$	$+\sigma$
$\frac{3T}{4}$	0	
T	$+\sigma$	$-\sigma$

Au point M (*fig.* 8), également distant de A et de B, la densité électrique reste constamment nulle.

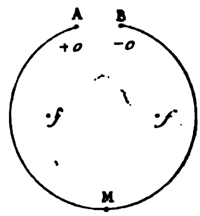


Fig. 8.

Si la coupure est assez grande pour qu'aucune étincelle ne puisse la traverser, la densité électrique acquiert en A et en B, à la fin de chaque demi-période, la plus grande valeur possible (valeur absolue). La luminescence est la plus vive.

Si on diminue la grandeur de la coupure de telle sorte qu'une étincelle puisse éclater entre les deux extrémités, la valeur maxima de la densité électrique en A et en B devient $\sigma' < \sigma$ et la luminescence est moins vive.

Si on ferme complètement la coupure, aucun courant ne circule plus dans le circuit fermé que présente le résonateur. La densité électrique est nulle en tout point de ce circuit à chaque instant. Aucune luminescence ne se manifeste.

Une coupure AB existant dans le résonateur, on ouvre progressivement un micromètre placé en M. — L'étincelle qui se manifeste en M et qu'une luminescence voisine n'accompagne pas doit être attribuée au passage du courant cheminant alternativement de A vers B et de B vers A. On conçoit que la présence du micromètre abaisse la valeur maxima qui limite la variation de densité en A et en B. La luminescence au voisinage de A et de B doit donc diminuer par l'ouverture du micromètre situé en M. — Tant qu'une étincelle peut jaillir en M, le courant peut circuler entre A et B, la luminescence s'observe au voisinage de A et de B et présente une plus ou moins grande intensité. Dès que l'ouverture du micromètre en M est telle qu'aucune étincelle ne s'y produit plus, aucun courant ne peut plus s'établir. La présence de cette *seconde coupure* doit donc faire cesser tout phénomène de luminescence.

Si la coupure AB et l'ouverture du micromètre M sont d'égale

grandeur et susceptibles l'une et l'autre de permettre la production d'une étincelle, il peut arriver que l'étincelle éprouve une plus grande difficulté à se produire à l'une des interruptions qu'à l'autre ; cela peut avoir lieu tantôt à l'une, tantôt à l'autre des interruptions. *La plus résistante des interruptions jouera le rôle de coupure.* Les portions voisines des conducteurs qui y aboutissent seront entourées de luminescence, alors que l'autre interruption (*la moins résistante*) sera seulement le siège d'une étincelle produite par le courant circulant dans le résonateur. — C'est dans cette interprétation de l'expérience qu'il faut voir la distinction à faire entre le micromètre d'un résonateur complet en activité et le micromètre d'un résonateur à coupure en activité.

En résumé, *le résonateur filiforme doit être considéré comme présentant dans sa longueur deux concamérations, avec un ventre de vibration au milieu de sa longueur et deux nœuds de signes contraires à ses deux extrémités.* — On admet dans cette interprétation que la luminescence produite dans le tube à air raréfié, qui contient le résonateur, est la plus vive aux nœuds, c'est-à-dire aux points où la variation de la densité électrique est la plus grande, et qu'elle est nulle aux ventres.

Généralisation de la méthode d'observation précédente. — La méthode qui permet de déceler l'état électrique tout le long d'un conducteur soumis à l'influence d'un champ d'oscillations électriques, méthode qui consiste à entourer ce conducteur d'une gaine d'air convenablement raréfié, peut être généralisée. — On peut se proposer d'étudier par son emploi non plus seulement l'état électrique des diverses régions d'un résonateur filiforme en activité, mais l'état électrique des fils de concentration du champ hertzien et même celui de la région avoisinant les fils de concentration et le résonateur.

La difficulté qu'offre cette recherche expérimentale réside dans l'extrême fragilité que présentent des vases de volumes notables (de 3 à 4 litres), lorsque l'air contenu à leur intérieur doit être raréfié. Ces vases, devant permettre la facile disposition à leur intérieur du dispositif de concentration du champ hertzien et du dispositif constituant le résonateur, doivent être forcément constitués de deux parties s'adaptant l'une à l'autre par un masticage convenable. — Après un certain nombre d'essais infructueux, j'ai adopté le dispositif suivant, qui m'a paru réaliser le plus de sécurité et le plus de commodité.

Une cloche à douille V repose sur un plan de verre ; les bords de la cloche et la surface de la plaque épaisse qui la supporte sont rodés. La cloche est percée de 4 trous situés sur la circonférence d'un cercle parallèle au plan de verre, aux extrémités de deux diamètres rec-

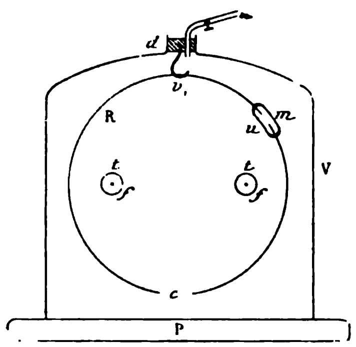


Fig. 9.

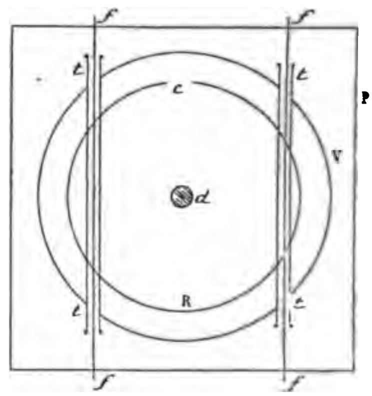


Fig. 10.

tangulaires. La figure 9 représente une coupe verticale du dispositif ; la figure 10, une coupe horizontale. On enfile dans les trous *t*, *t* (*fig.* 9) pratiqués dans la paroi de la cloche, deux tubes de verres parallèles *t*, *t* (*fig.* 10), qui servent de guide aux fils de concentration *f*, *f*, du champ hertzien. Les tubes de verre *t*, *t* sont mastiqués dans la paroi de la cloche.

La douille *d* dont est munie la cloche est fermée par un bouchon qui laisse passer le tube *a*, à l'aide duquel on fait le vide dans la cloche. Ce bouchon supporte un crochet de verre *v*, qui peut soutenir le résonateur R.

Lorsque tout est convenablement disposé à l'intérieur de la cloche, on chauffe le plan de verre P sur un bain de sable, de manière à l'amener à une température voisine du ramollissement du mastic Golaz. On coule sur la plaque une bande circulaire de mastic Golaz liquide, et on y applique par pression le bord de la cloche, préalablement chauffée. Avant que le refroidissement du mastic soit complet et alors qu'il est encore à l'état pâteux, on commence à faire le vide dans la cloche pendant qu'on relève le mastic sur le bord extérieur de la cloche. De cette manière le mastic pénètre dans les interstices qui peuvent subsister entre la cloche et le plan de verre.

Les tubes de verre t, t remplissent deux offices différents; ils permettent tout d'abord de déplacer facilement la cloche le long des fils de concentration et de l'amener en une région quelconque du champ des fils. En second lieu ils empêchent ces fils d'être en contact immédiat avec l'air raréfié contenu dans la cloche. La protection des fils de concentration par l'air contenu à l'intérieur des tubes t, t, et par ces tubes eux-mêmes, est nécessaire. On constate en effet, en mastiquant directement les fils de concentration dans les trous t, que la luminescence qu'ils produisent dans l'espace limité à l'intérieur de la cloche est assez vive pour masquer tout autre phénomène. On observe alors dans tout le volume V une luminescence uniforme.

Le résonateur R est constitué par un fil d'aluminium recourbé en forme de circonférence de 15 centimètres environ de diamètre et dont les extrémités présentent, en c, un écartement de quelques millimètres. La figure 9 représente le résonateur R suspendu au crochet v, de telle sorte que son plan est perpendiculaire à la direction des fils de concentration. La figure 10 représente le résonateur R supporté par les tubes t, t, de telle sorte que son plan est parallèle au plan des fils de concentration. — On peut aisément faire passer le résonateur de la première position à la seconde sans être obligé d'ouvrir la cloche. Il suffit, par des secousses convenablement imprimées à tout l'appareil, de décrocher le résonateur R et d'amener l'intervalle c à se présenter successivement en face de chacun des tubes t. On peut ainsi assez aisément passer d'une des positions du résonateur à l'autre et même amener le résonateur à reposer tout entier sur le plan de verre. On le soustrait ainsi à l'action des fils de concentration. On obtient ainsi avec une seule cloche les effets qui nécessiteraient la préparation préalable de deux ou de trois cloches. Il est alors facile d'observer les différences que présentent les aspects de la luminescence à l'intérieur de la même cloche pour ces trois positions différentes du résonateur.

Les phénomènes observés avec des résonateurs ainsi disposés confirment les observations précédemment faites avec les résonateurs enfermés dans des tubes à air raréfié.

Les mesures de longueur d'ondes, faites par déplacement d'un pont, ont montré que la demi-longueur d'onde des oscillations qui excitent un résonateur donné, est très sensiblement égale à la longueur du résonateur. — Un résonateur de 42 centimètres de longueur a été excité par des oscillations, dont la demi-longueur d'onde a été

trouvée égale à $41^{cm},5$ (moyenne de trois mesures ayant donné 41 centimètres, $41^{cm},5$, 42 centimètres).

La perturbation micrométrique observée dans les mesures faites dans l'air[1] doit donc être rapportée à la présence de l'air.

Ce résultat est confirmé par la comparaison des mesures faites à l'aide d'un résonateur à coupure et à micromètre disposé dans une cloche à air raréfié et dont le micromètre peut être, dans deux expériences successives, maintenu dans l'air, puis dans l'air convenablement raréfié. A cet effet, les deux extrémités qui forment les pôles du micromètre *m* (*fig.* 9) sont mastiquées dans un petit morceau de tube de verre *u*. Le masticage est fait soit de manière à emprisonner l'air dans le tube *u* (1re expérience), soit de façon à en permettre l'extraction en même temps qu'on fait le vide dans la cloche (2e expérience). Le déplacement du pont indique une longueur d'onde notablement plus grande dans la première expérience que dans la seconde.

L'application de cette méthode consistant à disposer dans l'air raréfié non plus le résonateur seul, mais encore la partie du champ hertzien qui avoisine le résonateur, y compris les fils de concentration, est susceptible de fournir, en offrant une sorte de spectre du champ hertzien, d'autres renseignements intéressants, qu'une étude ultérieure permettra de préciser.

J.-C.-MAC LENNAN. — Electrical conductivity in gases traversed by cathode rays (Conductivité électrique dans les gaz traversés par des rayons cathodiques). — *Phil. Trans. of the Royal Society of London*, t. CXLV, p. 49-77; 1900.

Les expériences sont faites sur des rayons cathodiques émis à l'extérieur d'un tube à décharges au travers d'une paroi transparente d'aluminium mince (rayons de Lenard[2]). La paroi d'aluminium a une épaisseur de $\frac{1}{100}$ de millimètre environ, c'est-à-dire qu'elle est trois fois plus épaisse que la feuille d'aluminium battu employée par Lenard; cela permet de se procurer facilement une paroi dépourvue de trous.

---

(1) *Recherches expérimentales sur les oscillations électriques*, p. 95 (A. Hermann, Paris, 1899).

(2) P. LENARD, *Wied. Ann.*, t. LI, p. 225; 1894.

1. *Ionisation par les rayons cathodiques.* — Le faisceau de rayons cathodiques entre par un tube étroit dans une chambre métallique reliée au sol où il passe entre deux plateaux métalliques P_1, P_2 sans les effleurer. L'un des plateaux P_1, entouré d'un anneau de garde, communique avec l'une, Q_1, des deux paires de quadrants d'un électromètre dont l'autre paire, Q_2, est au sol. Si l'autre plateau, P_2, est au sol, le système P_1Q_1, supposé isolé, prend une petite charge négative qui se maintient bientôt invariable. A ce moment la conductivité de l'air situé entre P_1 et P_2 équilibre l'apport des charges négatives qui, introduites dans la chambre par les rayons cathodiques, sont attirées par les parois métalliques et par le plateau P_1. Si maintenant le plateau P_2 est relié à l'un des pôles d'une batterie de petits accumulateurs dont l'autre pôle est au sol, de manière qu'il y ait entre les plateaux P_1 et P_2 un champ atteignant ou dépassant quelques volts par centimètre, dès que le faisceau de rayons cathodiques agit, le plateau P_1 se charge positivement ou négativement, suivant que le pôle de la batterie relié à P_2 est positif ou négatif; le potentiel du plateau P_1 augmente alors ou diminue avec une vitesse qui dépend de sa capacité et de l'électromètre. Or, dans le cas où P_2 est positif, les charges négatives des rayons cathodiques sont attirées par P_2, et il semble impossible d'expliquer comment le plateau P_1 peut recevoir une charge positive sans admettre que le plateau P_1 reçoit alors les ions positifs que produisent les rayons cathodiques en ionisant l'air qu'ils traversent. Dans le cas où P_2 est négatif, la charge négative de P_1 s'explique bien en admettant que P_1 reçoit alors, à la fois, des charges négatives introduites dans la chambre métallique par les rayons cathodiques qui y pénètrent et des ions négatifs libérés par eux dans l'air de la chambre. La *conductivité* produite dans un gaz traversé par des rayons cathodiques est ainsi comparable à celle que produisent les rayons de Röntgen ou les rayons des corps radioactifs.

2. *Décharges par les rayons cathodiques.* — Quand des rayons cathodiques tombent sur des conducteurs métalliques isolés dans l'air à la pression atmosphérique:

a) Si les conducteurs sont primitivement neutres, ils prennent une petite charge négative limitée;

b) Des charges positives sont complètement dissipées;

c) Des charges négatives sont ramenées à une faible valeur limite;

d) La perte de charge est due à l'action de l'air ionisé environnant

le conducteur, et la valeur de la charge négative limite est déterminée par le degré de conductivité de cet air.

3. *Comparaison avec les rayons de Röntgen.* — L'ionisation produite par les rayons de Röntgen se montre beaucoup plus faible que celle des rayons cathodiques qui les excitent. On peut dire que l'ionisation produite dans un gaz par les rayons cathodiques issus de la fenêtre d'aluminium d'un tube à décharges de Lenard, est uniquement due aux rayons cathodiques et non aux rayons de Röntgen qui peuvent les accompagner. Les effets intenses observés quand l'épaisseur de la fenêtre d'aluminium du tube à décharge était d'environ $0^{mm},008$ disparaissaient en effet sensiblement, quand l'épaisseur de l'aluminium était portée à $0^{mm},040$, et, d'après les caractères connus des rayons de Röntgen, il était impossible que la grande ionisation observée fût due à des rayons qu'arrêterait une feuille d'aluminium d'une épaisseur égale à $0^{mm},032$, différence des épaisseurs successives de la fenêtre du tube à décharges.

4. *Absorption des rayons cathodiques.* — Les résultats que Lenard a obtenus par la méthode fluoroscopique, relativement à l'absorption des rayons cathodiques, sont confirmés par une étude de l'ionisation que ces rayons produisent dans les gaz.

5. *Comparaison des ionisations dans divers gaz.* — L'auteur a employé un tube à décharges du type Lenard muni de deux cathodes envoyant à travers deux fenêtres d'aluminium voisines deux faisceaux cathodiques extérieurs qu'il faisait agir sur deux condensateurs identiques P_1P_2, $P'_1P'_2$, renfermant deux gaz différents ou un même gaz à deux pressions différentes. Les plateaux P_2, P'_2 de ces deux condensateurs, distants de $1^{cm},6$ chacun du plateau P_1 P'_2 correspondant mis au sol, sont portés à un potentiel de + 1.600 volts. Le champ de 1.000 volts par centimètre ainsi produit, dans le sens de P_2 à P_1 et de P'_2 à P'_1, est reconnu suffisant pour que les rayons cathodiques produisent dans l'air le courant de saturation dont l'intensité fournit, par suite, la mesure de l'ionisation. En réalité on ne mesurait pas directement ce courant de saturation. Les plateaux P_1 et P'_1, isolés, communiquaient chacun avec une capacité égale à 600 unités électrostatiques. Les deux faisceaux identiques de rayons cathodiques agissant respectivement sur P_1P_2 et $P'_1P'_2$ au même moment et pendant un certain temps quelconque, on comparait ensuite les déviations prises par l'électromètre lorsqu'on le mettait en communication successivement avec les deux capacités identiques de 600 uni-

tés électrostatiques reliées respectivement à P_1P_2 et $P'_1P'_2$. — Voici les résultats obtenus :

a) Quand des rayons cathodiques d'intensité déterminée traversent un gaz, le nombre d'ions produits dans 1 centimètre cube dépend seulement de la densité du gaz et ne dépend pas de sa composition chimique ;

b) Avec des rayons d'intensité constante, l'ionisation dans chaque gaz particulier varie proportionnellement à la pression du gaz (cette loi est semblable à celle que J. Perrin a trouvée pour l'ionisation produite par les rayons X) ;

c) Les ionisations relatives produites par des rayons cathodiques d'intensité constante dans l'air, l'oxygène, l'azote, le gaz carbonique, l'hydrogène, le protoxyde d'azote à la même pression, sont représentés par les densités relatives des gaz ;

d) Avec des rayons cathodiques, comme avec des rayons de Röntgen, le nombre d'ions produits dans un gaz est dans un rapport défini avec la proportion de l'énergie rayonnante absorbée.

G. SAGNAC.

J. DEWAR. — The Boyling Point of Liquid Hydrogen determined by Hydrogen and Heliumgas Thermometers (Point d'ébullition de l'hydrogène liquide, déterminé au moyen de thermomètres à hydrogène et à hélium gazeux). — *Proceed. of the Royal Society*, t. LXVIII, p. 44-54 ; 1901.

Dans un précédent mémoire [1], l'auteur a déterminé le point d'ébullition de l'hydrogène liquide, au moyen d'une résistance de platine, et il a trouvé — 238°,4 C. ou 34°,6 absolus. Il était intéressant de savoir ce que donneraient des thermomètres à gaz, notamment un thermomètre à hydrogène.

Une première expérience fut faite avec un thermomètre à hydrogène électrolytique à volume constant ; la pression du gaz à 0° était de 3/8 d'atmosphère. Ce thermomètre donna pour la température d'ébullition de l'oxygène — 182°,2 et, pour celle de l'hydrogène, — 253°. Un thermomètre à hydrogène, extrait du palladium hydrogéné, a donné dans les mêmes conditions — 182°,67 et — 253°,37, la pression de l'hydrogène à 0° étant voisine de 3/8 d'atmosphère ; la pression de l'hydrogène à 0° ayant été portée au voisinage d'une atmosphère, la tem-

[1] *Proc. of the Royal Soc.*, t. LXIV, p. 227 ; 1898.

pérature d'ébullition de l'hydrogène liquide a été trouvée de — 252°,8.

De curieuses expériences de contrôle ont été faites en déterminant le point d'ébullition de l'oxygène au moyen d'un thermomètre à oxygène et le point d'ébullition de l'anhydride carbonique avec un thermomètre à anhydride carbonique. Les résultats trouvés coïncident, à des quantités près inférieures aux erreurs d'expériences, avec ceux que donne le thermomètre à hydrogène pour le même point d'ébullition. Ainsi un thermomètre rempli d'un gaz à une pression qui, à 0°, peut atteindre 1 atmosphère, donne, sans erreur appréciable, une valeur correcte de la température d'ébullition de ce même gaz. Ce résultat ne paraîtra pas trop surprenant, si l'on remarque qu'à la température très basse à laquelle bout le gaz liquifié, sa pression à l'intérieur du thermomètre à volume constant est devenue très inférieure à la pression de saturation.

Un thermomètre rempli d'hélium, qui contenait environ 7 0/0 de néon, a donné, pour la température d'ébullition de l'hydrogène, — 252°,68 et — 252°,84.

En définitive, on peut adopter — 252°,5C., ou 20°,5 absolus comme la température d'ébullition de l'hydrogène sous la pression atmosphérique.

E. Bouty.

V. DVORAK. — Ueber die sogenannte Abstossung der Resonatoren (Sur la répulsion apparente des résonateurs). — *Physikalische Zeitschrift*, t. II, p. 490-493; 1901.

En 1875, M. Dvorák a reconnu l'existence d'un excès de pression dans un résonateur en activité, et il a pu construire une roue à réaction dont les bras portent des résonateurs identiques. Cette roue se met à tourner dès qu'on excite les résonateurs à l'aide d'un diapason à l'unisson.

M. Devorák publie aujourd'hui une note préliminaire, dans laquelle il étudie l'influence d'un ajutage adapté aux résonateurs. Suivant la forme et la disposition de cet ajutage, et suivant l'intensité de son qui excite le résonateur, le phénomène de répulsion apparente peut se modifier jusqu'à changer de signe. L'excès de pression moyenne à l'intérieur du résonateur fait place, alors, à un déficit de la pression moyenne.

En introduisant de la fumée dans un résonateur, on constate par

une méthode stroboscopique, la production de tourbillons à son intérieur. Suivant la forme de l'ajutage et l'intensité sonore, le caractère de ces tourbillons se modifie. M. Dvořák pense qu'ils doivent jouer le principal rôle dans la théorie, encore fort obscure, des phénomènes qu'il a signalés.

E. Bouty.

.-M. CORBINO ET P. LIGA. — Sulla differenza di potenziale esistente ai poli dell'arco (Sur la différence de potentiel qui existe entre les pôles de l'arc). — *Atti dell' Associazione elettrotecnica italiana*, t. V, 1901.

Contrairement à l'hypothèse d'Edlund et en conformité avec les résultats publiés par M. Blondel [1], les auteurs établissent qu'on ne peut mettre en évidence l'existence d'une force contre-électromotrice persistant aux pôles de l'arc, pendant une durée sensible après que le courant a été supprimé.

A cet effet, ils interposent dans le circuit de l'arc un interrupteur Wehnelt réalisant un millier d'interruptions par seconde, et comparent la puissance consommée par l'arc à la puissance qui serait consommée si l'arc était entretenu par un courant constant d'intensité moyenne égale à celle du courant variable qui l'alimente effectivement. S'il existait, aux pôles de l'arc, une force contre-électromotrice persistante, il en résulterait, pour la différence de potentiel entre les pôles, une phase différente de celle qui convient au courant, et l'expression de la puissance moyenne s'en trouverait modifiée. Les auteurs ont calculé la puissance moyenne par l'usage de la formule de Mme Ayrton donnant la différence de potentiel aux pôles de l'arc en fonction de sa longueur et de l'intensité du courant continu qui l'alimente. Leurs expériences n'ont révélé aucune différence appréciable entre la puissance calculée et observée. Ils en concluent 1° : que la formule de Mme Ayrton est applicable au cas des courants variables d'intensité comprise entre 0 et 12 ampères ; 2° que la différence de potentiel entre les pôles de l'arc est de tout point comparable à celle qui se produit aux deux extrémités d'une résistance métallique, c'est-à-dire ne présente aucune différence de phase appréciable par rapport à celle du courant qui les produit.

E. Bouty.

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 613 ; 1897.

O.-M. CORBINO. — **Rapprezentazione stereometrica dei potenziali nei circuiti percorsi da correnti trifasiche (Représentation stéréométrique des potentiels dans les circuits parcourus par des courants triphasés).** — *Atti dell Associazione elettrotecnica italiana*, t. V ; 1901.

Les potentiels aux sommets d'un récepteur monté en triangle sont représentés par les projections des droites joignant le centre de gravité d'un triangle équilatéral à ses sommets, quand on suppose que ce triangle tourne autour de son centre de gravité avec une vitesse angulaire uniforme convenable.

Si le circuit est tel que la chute de potentiel le long de l'un quelconque des trois fils soit uniforme, on peut fournir une représentation stéréométrique des potentiels tout le long des fils. A cet effet, on porte normalement à l'un des fils rectifiés, et dans un azimuth représenté par l'angle de phase, une ordonnée égale à la valeur maximum du potentiel au point considéré. On démontre que la courbe ainsi formée est une droite. En faisant tourner cette droite autour du fil rectifié avec la vitesse angulaire convenable, sa projection sur un plan fixe parallèle au fil fournit la représentation cherchée des potentiels. La section de l'hyperboloïde engendré, déterminée par un plan passant par l'axe, fournit les valeurs maxima des potentiels aux divers points du fil.

E. Bouty.

O.-M. CORBINO. — Correnti rapidamente variabili nei circuiti derivati (Courants rapidement variables dans les circuits derivés). — *Atti dell' Associazione elettrotecnica italiana*, t. V ; 1901.

Expériences diverses réalisées au moyen de l'interrupteur de Wehnelt avec des lampes à incandescence en dérivation. Il en résulte que, conformément à la théorie, il n'est pas, en général, possible de substituer à deux circuits dérivés, caractérisés chacun par une résistance et une self-induction propres, un circuit unique capable de produire le même effet, c'est-à-dire de conserver inaltérée la loi de variation et la succession des valeurs de l'intensité.

E. Bouty.

O.-M. CORBINO. — Sulle generatrici asincrone (Sur les génératrices asynchrones). — *Atti dell'Associazione elettrotecnica italiana*, t. V; 1901.

Compléments à la théorie élémentaire des génératrices asynchrones fondés sur les principes de la théorie donnée par M. Potier.

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES DE GENÈVE;

4e série, t. IX et X; 1900.

W. LOUGUININE. — Etude des chaleurs latentes de vaporisation de quelques nitriles et autres substances de la chimie organique. T. IX, p. 5).

Quelques modifications de détail ont été introduites dans l'appareil antérieurement décrit [1] et les recherches ont été effectuées sur un certain nombre de corps. Les résultats expérimentaux, appliqués à la relation de Trouton $\frac{MS}{T}$, ont fourni les nombres suivants :

	Acétonitrile	Propionitrile	Capronitrile	Benzonitrile	Pyridine	Pipéridine
$\frac{MS}{T} =$	19,74	19,97	19,89	19,47	20,62	19,95

	Acétophénone	Métacrésol	Acide acétique
$\frac{MS}{T}$	19,44	22,86	13,74.

Ces nombres permettent de conclure que les molécules des quatre premiers nitriles ainsi que de l'acétophénone ne sont pas polymérisées, tandis que les molécules du métacrésol sont légèrement polymérisées. Ces recherches renseignent ainsi sur la complexité des molécules liquides, avec une précision au moins aussi grande que celles basées sur la détermination des tensions superficielles des liquides.

---

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. VII et XIII.

Emile STEINMANN. — Recherches sur la thermo-électricité de quelques alliages (T. IX, p. 413; et t. X, p. 25).

Un historique assez développé, relatif à la thermoélectricité des alliages, sert d'introduction à ce mémoire. La force électromotrice thermoélectrique des différents alliages est rapportée au plomb, et les mesures sont effectuées à l'aide de la méthode d'opposition (Poggendorf, Du Bois-Reymond). Des précautions particulières permettent d'atténuer les forces électromotrices parasites et aussi d'en effectuer la détermination.

Voici les forces électromotrices des alliages rapportés au plomb entre 0 et 100°.

Alliage	μv microvolts
Acier à 5 0/0 Ni....	— 341,0
— 22 0/0 NiCr.	— 328,1
— 24 0/0 Ni...	— 506,3
— 26 Ni...	— 266,7
— 30,4 Ni...	— 618,3
— 35,5 Ni...	— 742,3
— 35,7, NiCr.	— 1001,7
— 39,4 Ni....	— 2023,9
— 44 0 Ni....	— 2631
Nickel pur........	— 1888 à 1866μv
Platine pur.......	— 414,2 à 409μv
Platine 10 0/0 Ir...	+ 802,4
— 20 0/0 Ir...	+ 767,2
— 30 0/0 Ir...	+ 625,6
— 40 0/0 Ir...	+ 573,0
Cu. pur..........	287,3
Bronze (conduct. 95 0/0)	+ 275,1
Bronze..... 85 0/0	+ 249,0
— 60 0/0	+ 208,5
Bronze..... 40 0/0	+ 82μv,5
— 30 0/0	+ 117,0
Etain pur........	de 5,7 à 6,0
Bronze à 5 0/0 Al	+ 75,7
7,5 Al	+ 125,9
10,0 Al	+ 128,3
Al. pur..........	— 39,4 à 40,0
Laiton à 11 0/0 Zn	+ 122,1
— 23 —	+ 95,9
— 26 —	+ 94,3
— 32 —	+ 79,7
— 36 —	— 10,2
Zn. pur..........	+ 223μv à 290μv
Maillechort prima prima..........	— 1380μv,07
Maillechort prima II	— 1160,7
— Tertia.	— 1048,2
— Quarta	— 1651,2
Nickel pur.......	— 1888μv à 1866μv

Pour les alliages de plus de deux métaux, il ne paraît pas possible d'énoncer de règle générale. Les alliages binaires ont des courbes de force électromotrice qui, dans une même série, sont superposées dans l'ordre de leur teneur en l'un des composants. Ces courbes sont placées toutes *entre* celles des composants ou toutes *en dehors* de celles des composants.

P. DUTOIT et L. FRIEDERICH. — Sur la tension superficielle des liquides (T. IX, p. 105).

D'après Ramsay et Shields, la relation :

$$\gamma\,(\mathrm{M}v)^{\frac{2}{3}} = k\,(\mathrm{T}_c - \mathrm{T} - d) \qquad (1)$$

s'applique à tous les liquides dont le pòids moléculaire M ne varie pas jusqu'à la température critique, γ représente la tension superficielle exprimée en dynes, v le volume spécifique du liquide, T_c la température critique, d est une constante spécifique voisine de 6 ; k est un coefficient de température égal à 2,12, le même pour tous les corps (valeurs extrêmes : 2,06 à 2,26). Lorsque le coefficient k varie avec la température, on admet que la polymérisation change ; elle décroît lorsque la température s'élève. Ainsi le nombre k a la valeur normale (2,12 en moyenne), dans le cas du benzène, du toluène, du *m*. xylène, du mésitylène, du durène, du pentaméthylbenzène, de l'hexane, de l'octane, etc..., et prend des valeurs très différentes (1,50-1,56) avec l'acitonitrile (2,63), avec le benzophénone, etc.

La formule $\mathrm{T}_c = \frac{\gamma\,(\mathrm{M}v)^{\frac{2}{3}}}{k} + \mathrm{T} + d$ permet le calcul de la température critique dans le cas des liquides non polymérisés ; la concordance du calcul avec l'expérience est de quelques degrés pour les substances à point d'ébullition peu élevé ; elle est moins satisfaisante pour les substances bouillant au-dessus de 250° et ne dépasse pas alors 15°.

On peut également calculer la pression critique en fonction de la tension superficielle, et on y arrive en utilisant la formule (1) ainsi que la relation approchée $\mathrm{M}v_c = \mathrm{A}\,\frac{\mathrm{T}_c}{p_c}$ où $\mathrm{M}v_c$ représente le volume moléculaire critique et p_c la pression critique. On obtient ainsi la formule :

$$p_c = \mathrm{Q} \cdot \frac{\gamma}{\sqrt[3]{\mathrm{M}v_1}}$$

qui permet de prévoir la pression critique d'une substance à 1 atmosphère près.

Ch.-Ed. GUILLAUME. — La vie de la matière (T. IX, p. 133).

C'est une allocution prononcée à la séance d'ouverture de la Société helvétique des sciences naturelles, à Neufchâtel, le 31 juillet 1899. L'auteur a fait ressortir les analogies existant entre les modifications lentes et continues de la matière inorganique et les transformations que subit la cellule vivante. A côté de nombreux faits empruntés à l'optique, à l'élasticité, à l'observation microscopique des alliages, il a pu rappeler les propriétés bizarres et découvertes par lui des aciers au nickel qui, sous l'action d'un grand froid, peuvent s'allonger et apparaître comme subitement vivifiés.

Edm. van Aubel. — Sur les propriétés physiques du cobalt et du nickel, d'après de récents travaux. (T. IX, p. 144).

Le professeur W.-A. Tilden [1] a préparé du cobalt et du nickel pur.

M. A.-E. Tutton [2] a déterminé avec précision le coefficient moyen de dilatation entre 0° et $t°$:

Avec le nickel pur : $10^{-8}(1248 + 0{,}74t)$
— cobalt pur : $10^{-8}(1208 + 0{,}64t)$.

M. A. Tilden [1] a étudié les chaleurs spécifiques et a obtenu les résultats suivants :

Températures	Chaleurs spécifiques moyennes	
	Nickel	Cobalt
Entre 100° et + 15°	0,10842	0,10303
— 15° et — 78°,4	0,0975	0,0939
— 15° et — 182°,4	0,0838	0,0822

L'écart entre les chaleurs spécifiques augmente lorsque la température s'élève. M. Pionchon [3] a constaté que la chaleur spécifique du nickel est d'abord un peu plus grande que celle du cobalt et devient ensuite plus petite aux températures élevées. Rappelons les

(1) *Proceedings of the Royal Society of London*, t. LXVI, p. 244; 1900.
(2) *Proceedings of the Royal Society of London*, t. LXVI, p. 306; 1899.
(3) *Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. XI, p. 83; 1887.

nombres de M. Pionchon :

Températures	Chaleurs spécifiques	
	Nickel	Cobalt
0°	0,10836	0,10584
57°	0,11090	0,10865
100°	0,11282	0,11107
500°	0,13275	0,14516
800°	0,153	0,18456
1000°	0,1665	0,204

P. DE HEEN. — La projection de l'éther (T. IX, p. 147).

Ce mémoire développe les considérations déjà analysées dans ce *Journal*, p. 145). Le souffle éthéré peut se manifester par l'entraînement qu'il exerce sur l'énergie électrique répandue dans un diélectrique.

Tous les foyers d'ébranlement de l'éther (flamme, corps chauds, étincelles et aigrette électrique, rayons cathodiques, rayons X) sont des centres de projection. M. de Heen, à l'appui de ces hypothèses, reproduit les figures obtenues par Savart dans le cas des lames vibrantes, en employant un gâteau de résine que l'on saupoudre, après coup, avec du soufre en poudre.

Les particules de soufre, en s'orientant, réalisent des figures que l'auteur interprète. Les phénomènes des couronnes et aigrettes solaires, des comètes, des aurores polaires, peuvent être expliqués avec cette hypothèse.

A. RIGHI. — Sur le phénomène de Zeeman dans le cas général d'un rayon incliné d'une manière quelconque sur la direction de la force magnétique. (T. IX, p. 309).

Une source lumineuse émet, dans une direction déterminée, de la lumière naturelle d'intensité I et de période $\frac{1}{N}$. Soumise à l'action d'un champ magnétique faisant l'angle ε avec la direction considérée, elle peut être regardée comme émettant trois espèces de vibrations : l'une, d'intensité $\frac{I}{2}$ et de fréquence N, vibrant rectilignement dans la direction du champ, l'autre d'intensité $\frac{I}{4}$ et de fréquence $N + n$ vibrant circulairement dans le même sens que le

courant magnétisant; enfin la dernière, d'intensité $\frac{I}{4}$ et de fréquence $N - n$ vibrant circulairement, en sens inverse du champ magnétisant. Les intensités de ces vibrations, dans le plan d'onde normal à la direction considérée, sont respectivement représentées par les intensités des projections sur le plan, à savoir par :

$$\frac{I}{2} \sin^2 \varepsilon, \qquad \frac{I}{4} (1 + \cos^2 \varepsilon) \quad \text{et} \quad \frac{I}{4} (1 + \cos^2 \varepsilon).$$

Ces expressions permettent de prévoir les particularités observées dans les différentes directions d'un même plan contenant le point lumineux et parallèle au champ magnétique. Dans la direction du champ, ε est nul; la composante moyenne du triplet disparaît. Dans une direction inclinée, ε est différent de 0° et de 90°; on peut arriver à faire disparaître une des composantes latérales du triplet, au moyen d'un analyseur elliptique convenable. Les vérifications expérimentales ont été effectuées, même avec les raies 4.800 du cadmium et 4.722 du zinc, qui donnent un quadruplet. Les formules relatives au phénomène par absorption ont été confirmées avec les raies 3.351 du thallium, ainsi qu'avec les raies D_1 et D_2 données par une flamme de sodium.

THOMAS TOMMASINA. — Sur l'auto-décohération du charbon et sur l'application de cette découverte aux appareils téléphoniques pour recevoir les signaux de la télégraphie sans fils (T. IX, p. 409).

L'auto-décohération consiste dans la disparition immédiate de l'adhérence des grains de poudre de charbon après l'action d'une onde hertzienne, sans l'intervention d'aucun choc ou d'une interruption de courant. L'auteur a construit un cohéreur de forme spéciale, destiné à être placé dans l'étui d'un téléphone. La poudre de charbon est maintenue dans le trou circulaire de 2 millimètres de diamètre d'une lame d'ébonite fermées par deux plaques de mica. Les électrodes sont constituées par des fils de maillechort qui sont à nu dans l'intérieur de la cavité, tandis qu'ils sont isolés à la sortie. Le fil de l'électro-aimant intérieur du téléphone étant coupé et le cohéreur étant intercalé dans le circuit de la pile, on entend dans le téléphone un son parfaitement net à chacune des étincelles de l'oscillateur. On conçoit après cela qu'il soit naturel d'espérer l'enregistrement des

signaux avec un appareil Morse intercalé dans le circuit même du cohéreur.

Thomas TOMMASINA. — Sur l'étude des orages lointains par l'électroradiophone (T. X, p. 513).

Le cohéreur employé est un perfectionnement de celui décrit dans la précédente note, et il ne possède pas de contact métallique. Les électrodes sont constituées par deux petits cylindres de charbon de lampe à arc ayant 4 millimètres de diamètre et ajustés à frottement doux dans un tube de verre. Entre ces électrodes est comprimée de la poudre de charbon en petits grains débarrassés de poussière et desséchés dans une flamme au rouge. On maintient le cohéreur à l'abri de l'humidité en fermant hermétiquement le tube de verre ; on rend ainsi invariable son champ électrostatique, et on peut alors déceler au téléphone les décharges électriques d'orages lointains, même distants de plus de 100 kilomètres.

Thomas TOMMASINA. — Sur quelques effets photochimiques produits par le fil radiateur des ondes hertziennes (T. IX, p. 572).

Les aigrettes qui apparaissent autour du fil radiateur d'un excitateur vibrent synchroniquement, non pas avec les étincelles de l'oscillateur, mais avec les mouvements du trembleur de la bobine d'induction. De plus, indépendamment de la luminescence à aigrettes, il se propage, à chaque étincelle de l'oscillateur, une onde lumineuse très vive, dont l'existence a pu être mise en évidence par l'action directe des effluves sur la gélatine sensibilisée des plaques rapides au bromure d'argent. Les apparences ainsi observées semblent indépendantes de la nature plus ou moins magnétique du métal du fil radiateur, mais elles changent avec les sections du fil ; plus le fil est mince, plus courtes sont les aigrettes et plus les distances entre elles sont petites.

Ph.-A. GUYE et L. FRIEDERICH. — Etudes numériques de l'équation des fluides. (T. IX, p. 505).

Ce mémoire contient le calcul numérique des grandeurs a et b de l'équation de Van des Waals

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT,$$

dans chacun des deux cas où cette équation est rapportée au volume initial unité ou à la molécule-gramme. Il contient deux tableaux qui s'appliquent à plus de cinquante composés.

CH.-EUG. GUYE.— Contribution à l'étude de la propagation des courants polyphasés. (T. IX, p. 532).

Le coefficient de self-induction d'un circuit n'a de sens que si le courant a partout la même intensité ; le coefficient de capacité suppose que l'électricité est en équilibre à la surface des conducteurs. Telles quelles, ces définitions ne sauraient convenir dans le cas d'un régime de courant et d'une distribution de charges variables dans le temps et dans l'espace. L'auteur généralise les notions de ces coefficients dont il précise le sens, dans le cas des courants alternatifs; il étudie la propagation du courant dans le cas des lignes polyphasées symétriques, problème qu'on parvient à résoudre, lorsque le régime périodique est établi à l'aide d'une équation différentielle linéaire.

R. COZZA. — Sur l'hygromètre à détente et son application à la mesure de $\gamma = \frac{C}{c}$. (T. X, p. 132).

Le gaz humide, ayant la température T_1, est comprimé dans un cylindre de zinc fermé par deux glaces transparentes à une pression p_2 telle que, par la détente jusqu'à la pression atmosphérique p_1, le gaz soit refroidi et amené à la température du point de rosée T_2. La relation de Laplace :

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\left(1 - \frac{c}{C}\right)}$$

fournit la valeur de T_2 si l'on détermine expérimentalement T_1, p_2 p_1, et si l'on connaît $\frac{C}{c}$. La comparaison de résultats obtenus avec cet appareil et ceux fournis par l'hygromètre d'Alluard sont assez concordants pour faire espérer qu'on obtiendrait des résultats convenables en effectuant la mesure de $\frac{C}{c}$ en détendant une vapeur dont les tensions initiales et finales seraient connues.

R. DONGIER.

CONVECTION ÉLECTRIQUE ET COURANTS OUVERTS;

Par M. V. CRÉMIEU.

En général, on définit le courant électrique par son action sur le galvanomètre, et on admet que la force magnétique est proportionnelle à la *quantité d'électricité* qui a traversé le conducteur pendant l'unité de temps.

Si u, v, w sont les composantes du courant, α, β, γ celles de la force magnétique, on écrit :

$$(1)\qquad \left\{\begin{aligned} 4\pi u &= \frac{d\gamma}{dy} - \frac{d\beta}{dz},\\ 4\pi v &= \frac{d\alpha}{dz} - \frac{d\gamma}{dx},\\ 4\pi w &= \frac{d\beta}{dx} - \frac{d\alpha}{dy}.\end{aligned}\right.$$

on en déduit la relation suivante :

$$(2)\qquad \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = 0,$$

qui exprime que tous les courants sont fermés. Si on admet entre l'électricité et l'éther lumineux les relations des théories actuelles, cette équation exprime à la fois l'incompressibilité de l'éther et la *conservation de l'électricité.*

D'autre part, dans les idées dont les équations (1) sont l'expression directe, toutes les fois qu'une même quantité d'électricité parcourra une même trajectoire dans un même temps, elle y produira le même champ magnétique, que cette trajectoire ait été suivie par elle, par conduction ou par tout autre moyen.

On a vérifié depuis longtemps que le transport d'électricité par l'étincelle disruptive obéit bien à cette loi.

D'ailleurs, dans les anciennes théories de l'électrodynamique et de l'induction, on admettait que les effets magnétiques du courant, dus uniquement au mouvement relatif de l'électricité, se manifesteraient quelle que soit la manière dont on réaliserait ce mouvement relatif, en particulier s'il se produisait à l'aide du support pondérable de l'électricité statique.

Dans les idées de Faraday, le champ magnétique est dû au *balayage*

de l'éther par les lignes de force électriques; ce phénomène devant rester le même, quelle que soit la façon dont s'opère le déplacement d'électricité qui lui sert d'origine. On retrouve donc chez Faraday [1] la même conception théorique, exprimée avec une netteté encore plus grande.

C'est à ce transport d'électricité par son support pondérable que Maxwell a donné le nom de *convection électrique.*

Je ferai remarquer, en passant, que cette hypothèse de l'effet magnétique de la convection électrique peut paraître en désaccord avec le principe de la *dégradation de l'énergie.*

Dans tous les phénomènes naturels que nous connaissons, nous constatons toujours qu'une transformation d'énergie s'accompagne d'une perte d'énergie irréversible.

Lorsque de l'énergie électrostatique se transforme en énergie électromagnétique, cette loi doit s'appliquer encore. La perte d'énergie se retrouve bien, en effet, dans la chaleur de Joule, lorsque cette transformation s'opère par conduction et dans les phénomènes mécaniques, calorifiques et lumineux qui accompagnent la décharge disruptive.

Pour la convection électrique, il n'en est pas de même. On pourrait très bien réaliser des courants de convection réversibles.

Pour concevoir, dans la convection, une perte d'énergie irréversible, il faudrait faire intervenir des hypothèses sur les liaisons de l'électricité statique et de la matière, et sur leur variation avec la vitesse de cette dernière.

J'ai fait une expérience, que je décrirai plus loin, destinée à voir si la liaison de la matière et de l'électricité variait avec le mouvement. Le résultat en a été négatif.

Je me contente, pour le moment, de signaler cette contradiction qui n'est peut-être qu'apparente.

On peut, du reste, faire la remarque suivante : Il est vrai, que chaque fois qu'il y a conduction, il y a chaleur de Joule. Mais, si on considère la dépense totale d'énergie due au passage d'une certaine quantité d'électricité à travers la section d'un conducteur, il semble que, pour un même travail électromagnétique, on puisse réduire presque indéfiniment la perte de chaleur irréversible de Joule, en prenant des conducteurs de moins en moins résistants.

---

[1] *Exp. Research.*, vol. I, art. 1642 à 1644.

Il ne semble donc pas que le phénomène de la transformation d'énergie électrostatique en énergie électromagnétique soit susceptible d'un certain rendement maximum, et il est peut-être imprudent, par conséquent, d'appliquer ici le principe de la dégradation de l'énergie.

Plusieurs expérimentateurs ont essayé de vérifier directement l'existence de l'effet magnétique de la convection électrique.

M. Rowland, puis M. Himstedt, et ensuite MM. Rowland et Hutchinson obtinrent un résultat positif, tandis que M. Lecher obtenait un résultat négatif.

J'ai exposé ailleurs [1] comment j'avais été amené à reprendre ces expériences, dont j'ai donné une critique détaillée.

Elle peut se résumer en quelques lignes.

Toutes ces expériences consistaient à faire tourner rapidement un disque non conducteur, doré sur une partie de sa surface, et à observer les mouvements d'une aiguille aimantée placée au bord du disque, parallèlement à son plan, lorsqu'on venait à le charger ou à inverser le signe de sa charge.

L'intensité i du courant de convection est liée à la vitesse v, à la largeur l de la partie dorée du disque et à la densité superficielle σ de sa charge par la relation :

$$i = \sigma v l.$$

On voit immédiatement que, pour obtenir des valeurs appréciables de i, il faudra donner à σ des valeurs considérables, par suite de l'impossibilité matérielle où on se trouve de donner à v une valeur qui soit une fraction appréciable du rapport des unités électrostatiques et électromagnétiques.

Les potentiels de charge employés étaient en effet considérables : 8.000 à 15.000 volts, correspondant à des valeurs de σ de 1 à 3 C. G. S. électrostatiques.

Quant aux vitesses linéaires, elles étaient de 32 mètres à 64 mètres par seconde.

Les intensités correspondantes des courants de convection étaient comprises entre 5×10^{-6} et 5×10^{-5} ampères.

Pour mettre en évidence des courants aussi faibles circulant dans une seule spire de fil représentée par le disque tournant, il fallait

---

(1) Crémieu, Thèse de Paris, Gauthier-Villars, 1901.

des systèmes magnétiques astatiques dont la sensibilité atteignit les plus extrêmes limites.

Or, par le principe même de l'expérience, on se trouvait amené à placer ces systèmes, très instables par nature, au voisinage immédiat de disques chargés à des potentiels très élevés et tournant très vite, par conséquent dans une région qui était le siège à la fois de perturbations électrostatiques considérables, de courants d'air très violents et, enfin, d'effets d'induction magnétique dus à la rotation rapide de pièces métalliques dans le champ terrestre ou accidentel du laboratoire.

Les conditions étaient donc *a priori* très mauvaises.

De plus, Rowland, dont les deux séries d'expériences présentent le plus de garantie, s'est toujours contenté de déviations permanentes très faibles (6 à 15 millimètres à 2 mètres de distance), du même ordre que les déviations ordinaires d'un système astatique sensible placé dans une région magnétiquement assez tranquille.

Ces déviations s'accordaient, il est vrai, avec celles calculées ; mais on voit de suite combien une coïncidence de cette nature est sujette à erreur, surtout lorsqu'on a en facteur de tous les calculs le nombre 3×10^{10}.

Quant à M. Himstedt, il n'observait que des impulsions et son appareil ne lui permettait de calculer à l'avance ni la grandeur de ces impulsions ni celle des déviations permanentes attendues. Il ne connaissait même pas la sensibilité de son système magnétique.

Lorsque j'ai abordé la question expérimentale, j'ai cherché une méthode différente qui me permît d'éloigner l'appareil de mesure des appareils d'expérience. En même temps, j'ai augmenté beaucoup la valeur de tous les facteurs dont dépend l'intensité de la convection, de façon à avoir, pour les déviations à observer, des valeurs calculées suffisamment grandes vis-à-vis de celles dues à la sensibilité même des appareils de mesure.

Le principe de la méthode consistait à faire agir, sur un circuit conducteur relié à un galvanomètre, les effets d'induction des courants de convection.

Un disque D, de $0^{m},37$ de diamètre (*fig.* 1), solidaire d'un moyeu M monté sur billes d'acier, peut tourner autour d'un axe fixe A. Le disque est isolé du moyeu à l'aide de pièces d'ébonite E. On le charge par l'intermédiaire du fil F, de la bague métallique isolée H et du balai G. L'axe A est fixé par deux lames d'acier L au centre

de deux couronnes de fonte CC_1, CC_1, laissant, entre elles, un intervalle de 8 millimètres, au milieu duquel tourne le disque. Les cou-

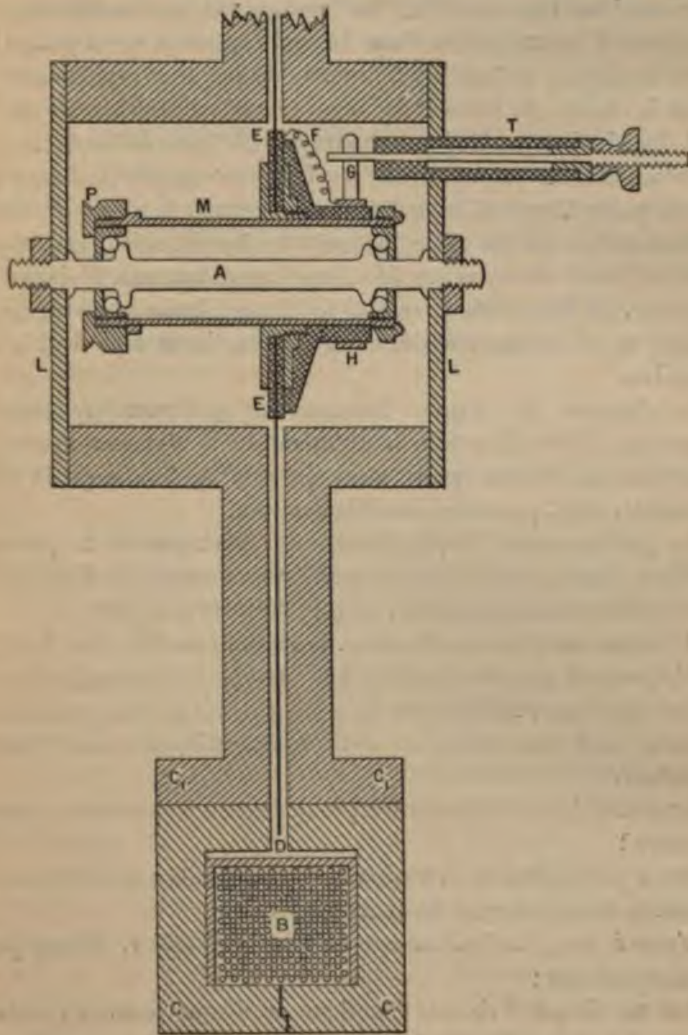


FIG. 1.

ronnes, reliées au sol, forment donc un condensateur dont le disque est l'armature interne. En même temps, ces couronnes de fonte

constituent un circuit magnétique autour d'une bobine B concentrique au disque. Cette bobine porte 13.000 tours de fil de cuivre de $0^{mm},15$ de diamètre : ses extrémités sont reliées aux bornes d'un galvanomètre très sensible. Le mouvement est communiqué au disque par l'intermédiaire d'une courroie agissant sur la poulie P.

On voit que, si l'on fait tourner le disque très rapidement, puis qu'on le charge, le courant de convection ainsi créé induira un courant dans la bobine B. Pour rendre cet effet plus facile à observer, un commutateur produit plusieurs fois par seconde la charge et la décharge du disque et, en même temps, permet de n'envoyer dans le galvanomètre que les effets dus soit à la charge, soit à la décharge. On doit ainsi observer, au lieu d'une impulsion, une déviation permanente. Si l'on vient à rendre la charge égale et de signe contraire, on observera une déviation en sens inverse et double de la première.

La distance du disque tournant au galvanomètre étant de 6 mètres, l'effet direct de la rotation de la dynamo motrice du disque ou de l'interrupteur, ainsi que celui de la charge du disque immobile, était, par suite, sensiblement nul.

Le galvanomètre employé était un Thomson à 2 paires de bobines, dont la sensibilité, ramenée à zéro (formule de Kohlrausch), était, suivant les expériences, de 5×10^7 à $11,5 \times 10^7$.

Il portait un miroir de 4 mètres de rayon. Les déviations brusques qu'il pouvait prendre pendant une période d'observation n'excédaient pas 6 ou 7 millimètres dans les plus mauvaises périodes ; ces chiffres sont très inférieurs à la valeur minimum des déviations attendues.

Le calcul de ces déviations reposait tout entier sur deux sortes de mesures :

D'une part, celles de la vitesse du disque, de la capacité de sa partie dorée et du potentiel de sa charge ;

D'autre part, de l'étalonnage de l'appareil entier, obtenu par le procédé suivant :

Sur un disque d'ébonite identique au disque tournant, on avait cousu six spires de fils de cuivre équidistantes, concentriques au disque, et de diamètre décroissant depuis 365 millimètres jusqu'à 110 millimètres.

On envoyait successivement dans chacune de ces spires, et à l'aide de l'interrupteur même servant à la charge du disque doré, des cou-

rants d'intensité connue, du même ordre d'intensité que celle attendue pour la convection.

En notant les déviations obtenues au galvanomètre pour chacune de ces spires, j'ai obtenu facilement un coefficient pratique de l'appareil tel que, connaissant l'intensité d'un courant circulant dans le primaire, on puisse calculer la déviation produite sur le galvanomètre relié au secondaire.

On voit par là que toutes les approximations plus ou moins légitimes qui auraient pu résulter du calcul direct du coefficient d'induction mutuelle de la bobine et du disque, se trouvaient éliminées.

Les intensités réalisées dans mes expériences étaient de 5×10^{-5} à 5×10^{-4} ampères, les déviations attendues de 30 à 160 millimètres.

Les déviations observées restèrent constamment nulles.

Du reste, j'ai vérifié, à la suite d'observations qu'on voulut bien me faire, les points suivants :

Le résultat reste le même :

Avec un disque tournant et des armatures continues ;

Avec un disque divisé en secteurs isolés et des armatures continues;

Avec un disque et des armatures divisés en parties isolées.

D'ailleurs, ce résultat n'est pas modifié, d'une part, si on fait varier de 5 à 22 par seconde la fréquence de l'interrupteur de charge;

D'autre part, si on fait varier dans des proportions considérables les valeurs relatives de la self-induction, de la capacité et de la résistance du circuit de charge du disque.

Les trois premières vérifications permettent d'affirmer que la charge communiquée au disque tournant, et cette charge seule, est bien entraînée.

Les deux autres, qu'aucun phénomène secondaire de décharge oscillante ne vient masquer l'effet attendu de la variation de charge du disque tournant.

Enfin, je me suis assuré, par une expérience directe, que la perméabilité magnétique de la fonte conservait bien une valeur suffisante pour des champs aussi faibles que ceux dus aux courants correspondant à chaque élément circulaire de la partie dorée et chargée du disque tournant.

A la suite de ces expériences, je pensais pouvoir tirer la conclusion suivante :

Un disque tournant dans des conditions telles qu'on est sûr qu'il entraîne avec lui la charge électrique qu'on lui communique, ne donne pas, quand on fait varier cette charge, les effets d'induction que donnerait un courant de conduction transportant des quantités d'électricité égales, et soumis à des variations du même ordre.

La question était trop importante pour en rester là ; d'ailleurs, les expériences sont si délicates qu'on ne saurait trop les contrôler.

Enfin, il y avait les résultats inverses des expériences antérieures de Rowland, confirmées par celles de M. Himstedt.

Avant de les reprendre, je voulus toutefois vérifier l'idée que j'ai précédemment exprimée.

Les expériences que je viens de décrire reviennent, en somme, à donner à l'une des armatures d'un condensateur un mouvement rapide de translation par rapport à l'autre armature, dans des conditions telles que, d'une part, la capacité géométrique ne varie pas, et, d'autre part, que l'armature mobile entraîne bien sa charge avec elle.

Or, si le mouvement de cette charge, mobile par rapport à la charge égale et de signe contraire de l'armature fixe, doit suffire à produire un champ magnétique, c'est-à-dire s'il y a transformation d'énergie électrostatique en énergie électromagnétique, il n'est pas absurde, *a priori*, de penser qu'on devra retrouver, au cours de ce mouvement, la perte d'énergie qui accompagne toutes les transformations d'énergie auxquelles il nous est donné d'assister.

Si, d'ailleurs, on admet l'existence de l'effet magnétique d'une charge en mouvement, on calcule que, si on vient à donner aux armatures supposées indéfinies d'un condensateur plan un mouvement de translation dans leur propre plan, l'attraction de ces armatures l'une pour l'autre diminuera quand la vitesse augmente et deviendra nulle lorsque cette vitesse sera égale au rapport des unités électriques. Pour cette vitesse, en effet, la répulsion électrodynamique serait justement égale à l'attraction électrostatique.

Comme il faut bien que ces actions électrostatiques et électrodynamiques résultent de la liaison entre la matière, d'une part, et ce que nous appelons électricité, d'autre part, il est assez naturel de supposer que la nature de cette liaison va se modifier avec la vitesse. Or, en mesurant la capacité de notre condensateur au repos et en mouvement, nous mesurons cette liaison même.

C'est cette mesure que j'ai réalisée.

Les disques au repos n'étaient jamais bien plans et leur position relative par rapport aux armatures fixes se modifiait à mesure que la vitesse augmentait jusqu'à une certaine valeur, à partir de laquelle le système était bien stable. C'était la valeur de la vitesse pour laquelle la force centrifuge était devenue égale aux forces élastiques qui déforment le disque au repos.

J'ai donc mesuré la capacité du disque pour cette valeur de la vitesse, qui était de 30 tours par seconde environ, et pour les valeurs maxima de 120 tours par seconde.

La capacité de la partie dorée des disques d'ébonite était d'environ 340 C. G. S. électrostatiques.

Je l'ai mesurée par une méthode de zéro, en opposant, sur un électromètre à cadran très sensible, le disque à un condensateur à capacité variable.

Celui-ci était un condensateur plan à anneau de garde ; le plateau mobile était commandé par une vis donnant le $\frac{1}{100^e}$ de millimètre ; la surface du plateau central était de 78,5 centimètres carrés.

Comme la capacité aurait été trop faible, pour des épaisseurs d'air convenables, j'ai construit quatre condensateurs cylindriques fixes, à armatures d'air, mais très bien isolées à la paraffine. Chacun avait une capacité voisine de 100.

D'ailleurs, en chargeant les cadrans de l'électromètre à 700 volts, son aiguille donnait, sur une aiguille placée à 2 mètres de distance, une déviation de 10 à 12 millimètres pour 1 centième de volt.

Il est facile de voir que je pouvais, par conséquent, apprécier des variations de capacité de 1 centième de C. G. S. électrostatique, et, par suite, des variations de l'ordre des 3×10^{-6} de la valeur de la capacité de la dorure du disque tournant.

J'ai mesuré un très grand nombre de fois cette capacité pour une vitesse de 30 tours par seconde, puis pour une vitesse de 120 tours. Les résultats de ces mesures sont absolument concordants, et on ne trouve, entre les différents chiffres des deux séries et leurs moyennes, que des différences du même ordre que celles existantes entre les chiffres d'une même série et résultant des erreurs de la méthode même.

Il était assez naturel de supposer que la modification subie par la capacité devait être en raison directe du rapport de la vitesse linéaire

de l'armature au rapport V des unités électriques, c'est-à-dire à 3×10^{10}.

Or, la vitesse linéaire moyenne v variait de 3×10^3 à 10^4, et le rapport $\frac{v}{V}$ de 10^{-7} à 4×10^{-7}.

Ce sont des variations de l'ordre de celles que la méthode employée aurait permis d'évaluer.

Le résultat final semble donc négatif.

Il faut remarquer, toutefois, que les variations à mesurer sont aussi du même ordre que les erreurs d'expérience.

On ne saurait donc tirer, pour le moment, de conclusion bien nette.

Il y aurait peut-être lieu de reprendre ces déterminations avec une méthode plus sensible.

Après les résultats négatifs obtenus pour l'effet d'induction de la convection électrique, il était nécessaire de répéter les expériences relatives à l'effet magnétique de la convection.

Je me plaçai donc dans des conditions très voisines de celles où Rowland, puis M. Himstedt, avaient opéré.

J'utilisai d'ailleurs dans ce but, une grande partie des dispositifs expérimentaux qui m'avaient servi pour les recherches sur l'induction.

On trouvera [1] ailleurs une description détaillée des expériences effectuées.

Le principe était le suivant :

Un disque d'ébonite, doré suivant des secteurs isolés les uns des autres, tourne entre deux armatures parallèles diélectriques, à dorure divisée, elle aussi, en secteurs.

Parallèlement au plan du disque, et en dehors du condensateur ainsi formé, on place l'aiguille inférieure d'un système astatique très sensible dont l'aiguille supérieure se trouve assez loin du disque pour que son action sur elle soit négligeable.

Dans ces conditions, on vérifie, d'une part, que la charge ou la décharge du disque immobile ne produit aucune déviation de l'aiguille aimantée ; il est nécessaire, pour y arriver, d'entourer le système astatique d'un écran électrique relié au sol.

---

[1] Crémieu, *loc. cit.*

D'autre part, on s'assure que la rotation du disque non chargé n'influe pas sur le même système.

On fait alors tourner le disque et on le charge. Si la convection produisait un effet magnétique, on devrait avoir, à ce moment, une déviation de l'aimant.

Les quantités d'électricité transportées par convection atteignaient, dans ces expériences, jusqu'à 5×10^{-4} coulombs par seconde, c'est-à-dire environ 100 fois plus que dans les expériences de Rowland, et 10 fois plus que dans celles de M. Himstedt.

La sensibilité du système astatique était de 2×10^5 à $3,7 \times 10^5$ (Kohlraushc), c'est-à-dire du même ordre que celle du système de Rowland.

Cette sensibilité était mesurée à l'aide d'une spire témoin, de diamètre calculé égal à la partie moyenne de la région dorée du disque tournant, et fixée dans l'appareil, dans une position symétrique de celle du disque par rapport à l'aiguille inférieure du système astatique.

Les chiffres donnés ci-dessus expriment la sensibilité ramenée à 0 du galvanomètre formée par cette spire témoin et le système astatique.

D'ailleurs, cette spire permettait de comparer, à chaque instant, au courant de convection, un courant de conduction équivalent.

Or, les résultats obtenus furent constamment négatifs, bien que les déviations attendues fussent très notables (70 millimètres en moyenne à 4 mètres de distance).

Il fallait, en présence de ce résultat, retrouver les déviations observées par mes prédécesseurs, et en déterminer la cause exacte.

Pour y arriver, j'ai éliminé successivement de mon appareil toutes les différences de détail qu'il présentait avec les leurs; j'ai trouvé ainsi que, dans leurs expériences, le système astatique *aa* (*fig.* 2) se trouve séparé du disque tournant D par des plateaux fixes formés de secteurs d'étain 1 collés sur de l'ébonite ou du verre 2.

Dans mes expériences, le système *aa* (*fig.* 3) est séparé du disque par deux couches métalliques : laiton 1, étain 3, entre lesquelles se trouve la feuille de mica 2.

J'ai alors remplacé ces plateaux laiton, mica, étain, par des plateaux ébonite-étain. Dans ces conditions, j'ai obtenu des déviations réversibles à la fois avec le signe de la charge et le sens de la rotation du disque; leur sens coïncide avec celui que donnerait l'effet magnétique de la convection électrique.

C'est là le résultat de M. Rowland et de M. Himstedt. Mais le hasard de l'expérimentation m'a permis de constater que ces déviations disparaissent dès qu'on interpose une seconde couche métallique, parallèle et voisine de la couche d'étain, entre le disque et le système astatique.

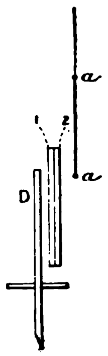


Fig. 2.

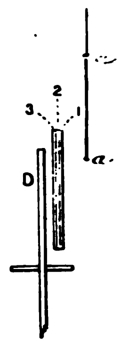


Fig. 3.

Ces déviations ne sont donc pas dues au champ magnétique du courant continu auquel équivaudrait la convection électrique. Une plaque métallique ne peut, en effet, ni diminuer ni supprimer l'action magnétique d'un courant continu, comme il est, du reste, facile de le vérifier dans mes expériences, à l'aide de la spire témoin.

D'autre part, l'ordre de grandeur de ces déviations s'accorde bien avec celui calculé pour la convection électrique, lorsque celles-ci seraient faibles; mais il n'augmente pas avec les conditions qui feraient croître cette convection.

Je n'ai pu, en effet, obtenir plus de 12 à 14 millimètres, alors même que la convection aurait dû donner 175 millimètres.

D'ailleurs, une étude approfondie de ces déviations m'amena à penser qu'elles étaient dues à des courants ouverts, circulant dans les secteurs d'étain fixes, par suite de la rotation des secteurs mobiles.

Mais le point intéressant, c'était qu'elles n'étaient pas dues à l'effet magnétique de la convection électrique.

Je crois donc pouvoir tirer cette conclusion :

Un disque tournant, chargé dans des conditions telles qu'on est sûr qu'il entraîne bien avec lui sa charge, ne produit pas les effets ma-

gnétiques d'un courant de conduction transportant la même quantité d'électricité.

M. Potier [1] fit alors l'objection suivante, qui a été répétée sous une forme un peu différente par M. Pocklington [2] :

Toutes les expériences précédentes prouvent seulement qu'une erreur s'était glissée dans les expériences de Rowland ; mais elles laissent entière la question de l'effet magnétique de la convection électrique.

En effet, dans les idées de Faraday et de Maxwell, cet effet magnétique résulterait du balayage de l'espace par les lignes de force électriques entraînées avec la charge du disque tournant. Mais, si ce disque tourne entre des armatures fixes, reliées au sol, l'espace balayé par les lignes de force se trouve limité justement à la portion du diélectrique comprise entre le disque et ses armatures; il n'est donc pas étonnant que l'on n'observe rien en dehors de cette région.

Cette objection peut se discuter de bien des façons; on peut en particulier faire remarquer que, si on se place dans les mêmes idées, on doit aussi admettre qu'un courant continu permanent ne produit ses effets magnétiques que par suite d'un balayage de l'espace par des lignes de force électriques. Or les écrans électriques les plus épais ne diminuent pas ces effets magnétiques.

Les écrans électromagnétiques, très bons conducteurs, retardent les effets magnétiques du courant, dans les périodes variables; mais ils n'atténuent en rien les effets permanents.

Toutefois, je préférai répondre expérimentalement; puisque le rôle des armatures fixes était de nature à rendre douteux les résultats obtenus, il n'y avait qu'à supprimer ces armatures.

Je fis alors l'expérience suivante :

Le disque d'ébonite D (*fig.* 4) des expériences précédentes est doré suivant 3 secteurs SS (*fig.* 5). Chaque secteur communique par une bande dorée avec un plot *p*, placé sur le moyeu M, dans un noyau d'ébonite. Les secteurs sont très soigneusement isolés les uns des autres. Chacun d'eux est, en outre, divisé par de petits traits radiaux de 2 millimètres de large, en une série de petits secteurs, communiquant seulement par leur partie interne, ainsi que le montre une partie du secteur S_1S_1 (*fig.* 5).

(1) *Eclairage électrique*, t. XXV, p. 352 ; 1900.
(2) *Phil. Mag.*, mars 1901, p. 325.

La moitié inférieure du disque est comprise entre deux plateaux de verre C, C, fixés au bâti de bronze et recouverts, sur leurs faces externes, de papier d'étain relié au sol. Les dimensions sont telles que la capacité électrostatique C. G. S. d'un secteur SS compris entre ces deux plateaux est sensiblement égale à 140.

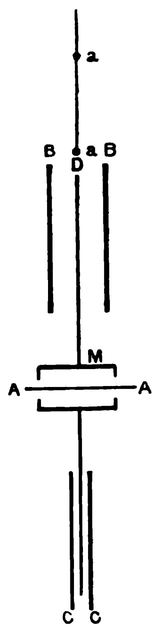


Fig. 4.

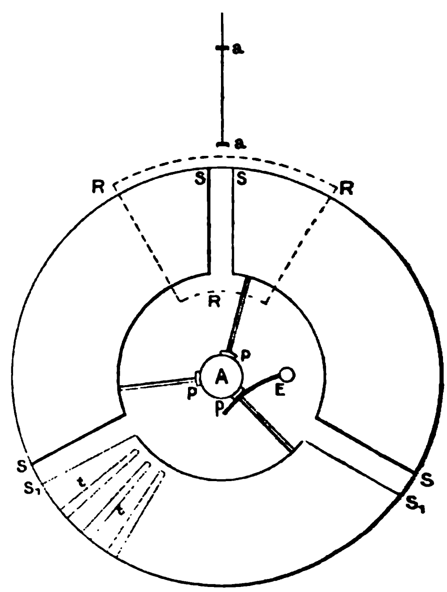


Fig. 5.

La moitié supérieure du disque est comprise entre deux plateaux d'ébonite B, B, recouverts d'étain sur leurs faces extérieures et distants du disque de 10 millimètres, de façon à pouvoir placer un système astatique au voisinage immédiat du disque et plus près de celui-ci que des plateaux fixes.

De plus, le papier d'étain qui recouvre ces plateaux a été enlevé suivant un secteur de 60° RRR, dont la bissectrice correspond à la région qu'on veut étudier avec le système astatique.

Un balai E permet de charger les secteurs; il est disposé de telle façon que chaque secteur se charge au moment où il est compris entre les plateaux inférieurs C, C. Il s'isole ensuite et vient agir sur le système astatique. Les sillons t, t sont destinés à limiter les cou-

rants de conduction qui se produisent dans chaque secteur, par suite du passage de la grande capacité CC à la faible capacité BB.

Grâce à cette disposition, le secteur conservait toute sa charge, et venait agir sur le système astatique placé dans la région RR, où les secteurs métalliques fixes sont supprimés.

L'appareil avait aussi une spire témoin.

Le système astatique aurait dû ne pas être protégé par un écran électrique, pour être absolument à l'abri de l'objection de M. Potier.

J'essayai donc de supprimer, par symétrie, les effets électrostatiques directs du disque sur le système. Mais ce fut sans succès, et je dus interposer un écran. Dans une première expérience, cet écran était formé de papier graphité. Lorsque le disque était au repos, cet écran était parfaitement efficace.

Je fis alors l'expérience complète, et j'obtins des déviations reversibles à la fois avec le sens de la rotation et le signe de la charge.

En les étudiant de près, il me fut facile de voir qu'elles avaient une origine purement électrostatique. En particulier elles restaient identiques si *on supprimait les aiguilles aimantées sur la lame de mica du système astatique.*

Elles disparaissaient aussi, dans tous les cas, si on substituait à la couche de graphite de l'écran une couche de papier d'étain.

En même temps, je constatais, au moment de l'inversion de charge du disque, l'existence d'aigrettes très peu lumineuses, dont la production entraînait toujours de faibles déviations du système astatique.

Le résultat ainsi obtenu confirme donc les précédents. Il m'a, de plus, permis de retrouver deux autres causes d'erreur, qui ont pu tromper des expérimentateurs un peu disposés à admettre *a priori* la réalité de ce qu'ils voulaient vérifier.

Mais, de l'ensemble précédent, il semble bien résulter que la convection électrique ne produit pas d'effets magnétiques.

Il en résulte immédiatement qu'il doit exister des courants ouverts. On peut en effet maintenir par convection une différence de potentiel constante entre deux points reliés par un conducteur.

Tout le long de ce conducteur, il y aura un champ magnétique *dont les lignes de forces ne se fermeront pas.*

Il y avait intérêt à vérifier l'existence de pareils courants. J'ai alors fait, sur les conseils de M. H. Poincaré, l'expérience suivante :

Un disque en ébonite D (*fig.* 6), de 37 centimètres de diamètre et de $2^{mm},5$ d'épaisseur, a été doré suivant 25 secteurs radiaux de 34 cen-

timètres de diamètre extérieur, 24 centimètres de diamètre intérieur, et distants les uns des autres de 10 millimètres.

Ce disque, mobile autour d'un axe horizontal, tourne entre deux plateaux fixes en ébonite, F et F′.

Le plateau F′ porte un secteur d'étain S ayant mêmes rayons que les secteurs mobiles, mais deux fois plus large qu'eux.

En face de S et sur le plateau F se trouve un balai B, qui frotte sur les secteurs mobiles ; B est relié à un second balai B′, décalé d'environ 60° par rapport à B et placé aussi sur le plateau F.

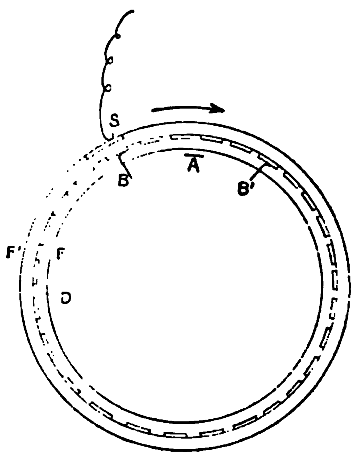


Fig. 6.

Si on fait tourner le disque D, puisqu'on relie le secteur S à une source électrique, les secteurs mobiles se chargeront par influence en passant au contact de B et viendront se décharger sur B′.

Il y aura donc, entre B et B′, d'une part un courant de convection, d'autre part un courant de conduction.

Le potentiel en S est de 100 à 130 C. G. S. électrostatiques ; la distance entre S et les secteurs mobiles, de 5 millimètres ; la vitesse du disque, de 65 à 85 tours par seconde ; la quantité d'électricité transportée par convection est de 2×10^{-4} à 10^{-1} coulombs par seconde ; et, par conséquent, le courant dans le fil BB′ de 2×10^{-4} à 10^{-1} ampères.

Entre les deux balais, au niveau du bord supérieur de la dorure du disque tournant, et à 15 millimètres en avant de celui-ci, on a

placé l'aiguille inférieure A d'un système astatique dont l'aiguille supérieure se trouve à 20 centimètres au dessus. Une spire conductrice de diamètre égal à celui de la partie moyenne de la dorure du disque tournant est fixée dans une position symétrique de cette région par rapport à l'aiguille inférieure du système.

Celui-ci est réglé de telle façon qu'un courant de 10^{-4} ampères circulant dans cette spire témoin produit une déviation de 10 millimètres sur une échelle placée à 4 mètres de distance.

Le mode opératoire est le suivant :

Dans une première expérience, on relie les balais B et B′ à un galvanomètre par des fils qui passent très loin du système A et sont d'ailleurs symétriquement placés par rapport à A, de façon que leur action magnétique s'annule. La seule partie du circuit qui pourrait agir sur A serait alors la convection entre B et B′. Dans ces conditions, le disque étant mis en rotation, si on vient à charger S, on observe une déviation du galvanomètre, tandis que le système A reste immobile.

D'ailleurs, la déviation du galvanomètre permet de mesurer l'intensité du courant réalisé.

Dans une deuxième expérience, les balais B et B′ sont réunis par un fil de résistance égale à celle du galvanomètre collé sur le disque F, au niveau de la région moyenne de la partie dorée du disque tournant D.

On observe alors, au moment où on charge le secteur S, une déviation permanente du système A, qui cesse dès qu'on remet S au sol. La déviation observée est justement identique à celle que donne, sur A, un courant égal à celui mesuré dans l'expérience précédente et envoyé dans la spire témoin.

On a d'ailleurs vérifié que le sens des déviations du système A change avec le signe de la charge en S.

Le courant qui circule entre B *et* B′ *est donc un courant ouvert.*

Je ferai observer, de plus, que la première partie de cette expérience constitue une forme très nette de transport d'électricité par convection, sans effet magnétique, dans laquelle la quantité d'électricité transportée est mesurée directement, ainsi que tous les autres facteurs de l'expérience.

La conclusion finale de toutes ces expériences est donc que *la convection électrique ne produit pas d'effet magnétique et qu'il existe des courants ouverts.*

Toutes les objections qu'on faisait à propos des premières expériences tombent en effet devant la dernière.

On avait fait observer, en particulier, que la rotation d'un disque chargé, quelle que soit la division en secteurs qu'on donne à sa dorure, n'apporte, dans la distribution électrique, aucun trouble comparable à celui qui accompagnerait, par exemple, le passage d'un boulet de canon chargé à travers l'espace. J'ai même essayé de réaliser un transport d'électricité par un procédé de ce genre. Je chargeais, par influence, des grains de sable entraînés à grande vitesse par un courant de gaz carbonique. Mais je n'ai pu arriver à transporter ainsi plus de 10^{-7} coulombs par seconde, c'est-à-dire trop peu pour pouvoir espérer voir les effets magnétiques, s'ils existaient. Cette expérience a été tentée avant les deux dernières, faites avec des disques tournants.

Mais la dernière lui est absolument comparable. Les petits secteurs, complètement isolés, qui forment, dans leur rotation, la branche convection du courant ouvert, sont exactement comparables à des corps chargés, et je ne vois pas la différence qu'il peut y avoir entre les effets de leur mouvement dans l'espace et ceux du déplacement d'un projectile quelconque. Il n'y a ici ni armature fixe, ni même cette sorte de continuité, de symétrie autour d'un axe qu'on reprochait aux dispositions précédentes. Il n'y a jamais de chargée qu'une faible partie des secteurs qui couvrent le disque.

En ce qui concerne l'effet magnétique de la convection électrique, la question semble donc bien résolue par la négative.

Le problème qui se pose actuellement porte tout entier sur la contradiction qui résulte de la notion même de courants ouverts et que les équations rappelées au début de cet article font ressortir d'une manière tout à fait nette.

Guidé par les conseils de M. H. Poincaré, j'ai entrepris une étude détaillée des courants ouverts, dont j'espère publier bientôt quelques résultats.

Mais on ne saurait affirmer, à l'avance, que c'est de cette étude que sortira la solution du problème. On ne peut la faire, en effet, qu'en se guidant sur ce qui a été fait pour les courants fermés, et en recherchant des différences.

Or, tout ce qu'on sait sur les courants fermés cadre assez bien avec la conception qu'on se faisait de la nature de la conduction.

Peut-être est-ce plutôt à des notions expérimentales plus justes,

sur la nature de ce que nous appelons électricité ou électrisation, qu'il faudrait s'adresser tout d'abord. Une idée plus exacte du phénomène de la conduction en sortirait certainement, qui permettrait de résoudre plus sûrement le problème qu'une adaptation d'idées anciennes fort probablement erronées.

SUR UN PHÉNOMÈNE D'OSCILLATION ÉLECTRIQUE;

Par H. PELLAT.

L'expérience que je vais décrire paraît assez surprenante au premier abord; mais elle s'explique très aisément par la considération des oscillations électriques.

Deux condensateurs de capacité très inégale, par exemple une batterie de six grandes jarres et une petite bouteille de Leyde, ont leurs armatures respectivement réunies. Sur le trajet des communications se trouve un inverseur qui permet d'alterner ces communications : si les condensateurs ont été chargés dans une première position de l'inverseur, le jeu de celui-ci fera communiquer l'armature positive du petit condensateur avec l'armature négative du grand, et *vice versa*. Cet inverseur a ses parties métalliques montées sur des colonnes d'ébonite, pour permettre l'emploi de grandes différences de potentiel. Près du petit condensateur se trouvent deux tiges de décharge, entre lesquelles l'étincelle éclate quand la différence de potentiel devient suffisante.

Si l'on vient à charger les condensateurs de façon à avoir la moitié seulement de la différence de potentiel qui correspond à l'explosion entre les tiges de décharges, ou même un peu moins, et qu'on vienne alors à alterner les communications en faisant jouer l'inverseur, l'étincelle éclate toujours. Or remarquons que, si l'étincelle n'éclatait pas, quand l'équilibre serait rétabli, la différence de potentiel serait moindre qu'avant l'inversion, puisque les armatures du grand condensateur se seraient partiellement déchargées. Ainsi une cause qui, dans l'état d'équilibre, diminue la différence de potentiel, surélève cette différence pendant la rupture de l'équilibre. On voit immédiatement que ce phénomène doit être dû aux oscillations électriques qui se produisent au moment de l'inversion : c'est ce que met en évidence le calcul suivant.

Prenons deux points A_1 et A_2 sur l'un et l'autre des conducteurs qui réunissent les armatures (*fig.* 1); désignons par l_1, l_2, r_1 et r_2 les coefficients de self-induction et les résistances des portions de conduc-

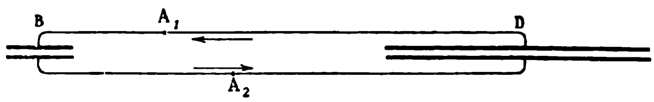


Fig. 1.

teurs comprises entre A_1 ou A_2 et le petit condensateur B, par c la capacité de celui-ci, par C celle du grand condensateur D; soient, à un moment t quelconque de l'oscillation, W_1 et W_2 les potentiels de A_1 et de A_2, V_1 et V_2 ceux des armatures correspondantes du petit condensateur et I l'intensité du courant, que je suppose la même au même instant en chaque point des fils de communication. Cette approximation est légitime si la capacité de ces fils est négligeable devant c et si la longueur d'onde est grande vis-à-vis de la longueur des fils, ce qui était le cas de mes expériences. On a alors :

$$l_1 \frac{\partial I}{\partial t} + r_1 I = W_1 - V_1,$$
$$l_2 \frac{\partial I}{\partial t} + r_2 I = V_2 - W_2.$$

En additionnant membre à membre ces deux relations et posant

$$l_1 + l_2 = l, \quad r_1 + r_2 = r, \quad W_1 - W_2 = W \quad \text{et} \quad V_1 - V_2 = V,$$

il vient :

$$l \frac{\partial I}{\partial t} + rI = W - V. \tag{1}$$

Appliquons la formule (1) au cas où les points A_1 et A_2 sont les extrémités des fils du côté du grand condensateur D. En désignant par V' la différence de potentiel des armatures de celui-ci, c'est-à-dire ce que devient W, et par L et R ce que deviennent l et r, c'est-à-dire la self-induction et la résistance totale des fils de communication, il vient :

$$L \frac{\partial I}{\partial t} + RI = V' - V. \tag{2}$$

Or on a :

$$I = c \frac{\partial V}{\partial t} \quad \text{et} \quad I = -C \frac{\partial V'}{\partial t}. \tag{3}$$

En remplaçant I successivement par ces deux valeurs dans la relation (2), il vient :

$$(4)\qquad Lc\frac{\partial^2 V}{\partial t^2}+Rc\frac{\partial V}{\partial t}=V'-V$$

$$-LC\frac{\partial^2 V'}{\partial t^2}-RC\frac{\partial V'}{\partial t}=V'-V.$$

Multiplions la première de ces relations par C et la seconde par c et ajoutons membre à membre, il vient, en posant :

$$(5)\qquad U=V-V'$$

$$(6)\qquad LCc\frac{\partial^2 U}{\partial t^2}+RCc\frac{\partial U}{\partial t}+(C+c)U=o.$$

Des relations (3) on tire en outre :

$$(7)\qquad I=\frac{Cc}{C+c}\frac{\partial U}{\partial t}.$$

L'équation (6) à coefficients constants s'intègre par la règle connue. Pour déterminer les constantes, remarquons qu'en prenant pour temps zéro celui où l'inversion vient d'être faite, on a $I=o$ et $U=2V_0$, en appelant V_0 la différence de potentiel des armatures avant l'inversion.

En posant :

$$(8)\qquad \omega=\sqrt{\frac{C+c}{LCc}-\frac{R^2}{4L^2}}\qquad\text{et}\qquad \alpha=\frac{R}{2L}$$

$$H=\sqrt{\omega^2+\alpha^2},\qquad \cos\varphi=\frac{\omega}{H},\qquad \sin\varphi=\frac{\alpha}{H},$$

il vient, tout calcul fait :

$$(9)\qquad U=2V_0\frac{H}{\omega}e^{-\alpha t}\cos(\omega t-\varphi).$$

La comparaison de la première des relations (3) et de la relation (7) donne :

$$\frac{\partial V}{\partial t}=\frac{C}{C+c}\frac{\partial U}{\partial t},$$

d'où, par intégration, en nous rappelant que, pour $t=o$, on a

$$V=V_0\qquad\text{et}\qquad U=2V_0,$$

$$V-V_0=\frac{C}{C+c}(U-2V_0),$$

ou, en remplaçant U par sa valeur :

$$(10)\qquad \frac{V}{V_0}=\frac{c-C}{C+c}+\frac{2C}{C+c}\frac{H}{\omega}e^{-\alpha t}\cos(\omega t-\varphi).$$

Dans les conditions ordinaires, par exemple celles où se trouvaient mes expériences, α est négligeable devant ω (dans mes expériences, ω était environ 3000 fois α); il en résulte une notable simplification des formules. La relation (10) se réduit à

$$(11) \qquad \frac{V}{V_0} = \frac{c - C}{C + c} + \frac{2C}{C + c} e^{-\alpha t} \cos \omega t.$$

Au même degré d'approximation, le maximum de la valeur absolue de V a lieu pour $\omega t = \pi$; comme, pour cette valeur de t, l'exponentielle $e^{-\alpha t}$ est sensiblement égale à l'unité, on a pour la valeur V_m du maximum :

$$(12) \qquad \frac{-V_m}{V_0} = \frac{3C - c}{C + c}.$$

On voit qu'à la limite, quand C est infini vis-à-vis de c, la valeur absolue du maximum de la différence de potentiel entre les armatures du petit condensateur est trois fois la différence de potentiel avant l'inversion. On s'explique dès lors aisément l'étincelle qui se produit entre les tiges de décharge placées près du petit condensateur au moment de l'inversion.

La relation (1) donne la valeur W de la différence de potentiel entre deux points A_1 et A_2 des fils de communication, d'après les relations (10), (7) et (9). On trouve, en faisant les mêmes approximations que ci-dessus :

$$(13) \qquad \frac{W}{V_0} = \frac{c - C}{C + c} + \frac{2C}{C + c} e^{-\alpha t} \left(1 - \frac{l}{L} \frac{C + c}{C}\right) \cos \omega t ;$$

la valeur absolue du maximum est encore obtenue pour $\omega t = \pi$, et ce maximum W_m est donné par

$$(14) \qquad \frac{W_m}{V_0} = \frac{c - C}{C + c} - \frac{2C}{C + c} \left(1 - \frac{l}{L} \frac{C + c}{C}\right).$$

Si les deux fils de communication sont parallèles, et si les points A_1 et A_2 sont en face l'un de l'autre, le rapport $\frac{l}{L}$ est sensiblement le même que celui de la distance de ces points au petit condensateur à la longueur totale des fils. On voit par la relation (13) que si :

$$(15) \qquad \frac{l}{L} = \frac{C}{C + c},$$

la différence de potentiel de ces deux points reste invariable pendant l'oscillation et que, au même moment, la variation est de sens

inverse de part et d'autre de ces points; il y a un nœud en cet endroit.

Si les capacités C et c sont égales, le nœud est au milieu de la distance des deux condensateurs; si les capacités sont inégales, on voit d'après (15) que le nœud se rapproche d'autant plus du grand condensateur que le rapport des capacités est plus grand.

J'ai vérifié quantitativement par expérience la relation (12), qui donne le rapport de la différence de potentiel maximum des armatures du petit condensateur à la différence de potentiel avant l'inversion.

Pour cela, j'ai placé les tiges de décharge aussi près que possible du petit condensateur. En mesurant les différences de potentiel avec un électromètre Bichat et Blondlot, j'ai cherché : 1° quelle était la différence de potentiel explosive (V_1) sans faire jouer le commutateur; 2° quelle était la plus petite différence de potentiel (V_2) qui, après inversion, amenait l'explosion. Le résultat de ces expériences a été que le rapport de V_1 à V_2 était 2,34. Ce rapport représente, aux erreurs d'expérience près, et en confondant les différences de potentiel explosives statiques et dynamiques, le rapport donné par la relation (12).

D'autre part, le rapport des deux capacités (batteries de six grandes jarres et petite bouteille de Leyde) a été mesuré par le rapport des déviations galvanométriques que donnaient ces deux capacités chargées avec une même pile (50 éléments Leclanché). Pour rendre les déviations plus comparables, on shuntait le galvanomètre lors de la décharge fournie par le grand condensateur. J'ai trouvé ainsi, pour rapport des deux capacités, le nombre 27, ce qui, d'après la formule (12), donne 2,86 pour la valeur absolue du rapport $\frac{V_m}{V_0}$. La différence entre le nombre observé et le nombre calculé n'atteint pas $\frac{1}{6}$; la concordance paraîtra satisfaisante, si l'on songe aux irrégularités des expériences sur le potentiel explosif.

L'expérience que je viens de décrire, qui se monte et s'exécute avec la plus grande facilité, me paraît excellente pour montrer dans un cours d'une façon frappante l'existence des oscillations électriques. Elle est bonne à connaître en elle-même pour éviter les accidents que peuvent causer, au moment de l'inversion, la surélévation de la différence de potentiel, tels que la rupture du diélectrique du petit condensateur.

SUR UN GALVANOMÈTRE PARFAITEMENT ASTATIQUE;

Par M. G. LIPPMANN.

Cet appareil se compose essentiellement d'une bobine fixe parcourue par le courant à mesurer, et d'une aiguille aimantée mobile, suspendue de manière à pouvoir se déplacer *parallèlement à elle-même*. L'aiguille est portée par un fil de cocon f, qui lui permet de s'orienter dans le plan du méridien magnétique; ce fil de cocon est attaché à l'extrémité d'un fléau d'une petite balance de torsion constituée par un levier LL, porté lui-même par un fil f'. Un pôle de l'aiguille aimantée pénètre dans la bobine fixe; le courant agit donc non pour dévier l'aiguille, qui reste orientée vers le nord magnétique, mais pour la déplacer parallèlement à elle-même. Or, l'action de la terre ne tend pas à déplacer un aimant parallèlement à lui-même. Il s'ensuit que la terre n'exerce aucune force antagoniste de celle produite par le courant; l'appareil est donc parfaitement astatique.

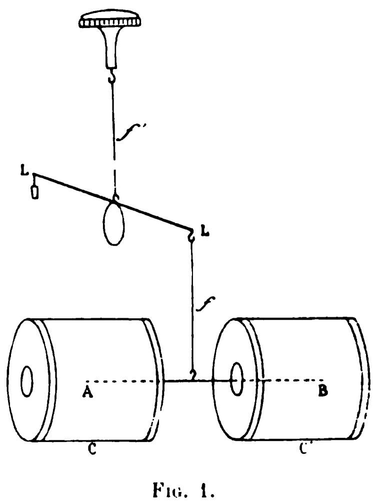


Fig. 1.

Il est avantageux d'employer deux bobines C, C', agissant chacune sur un des pôles de l'aiguille. Pour installer le galvanomètre, il faut l'orienter de manière que l'axe des bobines soit dans le plan du méridien magnétique. L'aiguille aimantée est alors dirigée suivant cet

axe. Il faut, en outre, que, aucun courant ne passant par l'appareil, le levier de paille s'arrête dans la direction est-ouest. On satisfait à cette condition en faisant tourner un tambour auquel est fixé le fil f', afin de le détordre. Le galvanomètre est alors prêt à fonctionner.

La sensibilité de l'appareil est très grande, car elle n'est limitée que par le petit couple naissant de la torsion des fils de cocon qui le soutiennent. Il est facile d'écrire la condition de l'équilibre : Soient i l'intensité du courant, K une constante dépendant de la construction des bobines, μ le magnétisme accumulé à chaque pôle. La force due à l'action du courant est égale à $K\mu i$. Cette force agit sur un bras de levier égal à L, en désignant par L la distance entre les fils f et f'; lorsque la déviation de la paille est α, ce bras de levier est égal à $L\cos\alpha$. L'angle α demeurant très petit, on peut admettre que $\cos\alpha = 1$. Le couple dû à l'action du courant est donc égal à $K\mu i L$.

D'autre part, la déviation étant α, la torsion des cocons f et f' varie d'un angle α; les couples résultant de cette torsion sont égaux à $\frac{C\alpha}{h}$ et $\frac{C\alpha}{h'}$. On a donc pour condition d'équilibre

$$K\mu L i = C\alpha\left(\frac{1}{h} + \frac{1}{h'}\right). \tag{1}$$

Supposons, pour simplifier[1], que $h = h'$.
L'équation (1) peut s'écrire :

$$\alpha = \frac{K\mu L h}{C}\, i. \tag{2}$$

La sensibilité de l'appareil tient d'abord à l'absence de toute force directrice due à la terre. En outre, on peut l'augmenter en disposant des facteurs μ et L; en d'autres termes, il est avantageux d'accroître μ en employant une aiguille fortement aimantée, et aussi grosse que le permet la résistance à la rupture du fil de suspension; de même, on peut disposer du facteur L en allongeant le levier de paille.

Le maniement de l'appareil paraît assez facile ; l'amortissement propre est très considérable. Je rappellerai que A.-C. Becquerel a construit jadis une balance électromagnétique formée de deux

---

(1) Cette condition est, d'ailleurs, celle qui correspond au maximum de sensibilité, car $h + h'$ a une valeur maxima déterminée par la hauteur de la potence, donc $\frac{1}{h} + \frac{1}{h'}$ est minimum pour $h = h'$.

aimants suspendus à une balance ordinaire et attirés par deux bobines. Le principe est le même que celui de l'appareil décrit plus haut ; mais la substitution de la balance à torsion à la balance ordinaire augmente considérablement la sensibilité de l'appareil. Plus tard, le même auteur a construit un galvanomètre muni de deux aiguilles antagonistes et *collées* aux extrémités d'un levier horizontal formant balancier de torsion. L'astasie est produite par l'antagonisme des deux aiguilles, et le principe de l'appareil est donc celui du galvanomètre de Nobili. Il n'en est pas de même du galvanomètre construit par M. d'Arsonval et sur lequel l'auteur a bien voulu attirer mon attention (1) : une aiguille aimantée est portée par un pivot fixé à l'extrémité d'un levier horizontal. Ici, l'astasie est bien due à ce que, théoriquement, l'aiguille se déplace parallèlement à elle-même. Pratiquement, le frottement du pivot intervient pour limiter la sensibilité.

DE L'EFFET HALL DANS LES LAMES MÉTALLIQUES INFINIMENT MINCES;

Par M. Georges MOREAU.

Les nombreuses recherches sur le phénomène de Hall ont été faites jusqu'ici avec des lames d'épaisseur finie, et les lois du phénomène semblent déterminées pour un même corps par la formule (1) :

$$E = \frac{\alpha H I}{\varepsilon}, \tag{1}$$

E, force électromotrice latérale; H, champ magnétique; I, courant primaire; ε, épaisseur de la lame; α, coefficient caractéristique du métal.

On peut se demander si cette formule convient aux lames infiniment minces, dont l'épaisseur est plus petite que les longueurs d'ondes lumineuses. A ma connaissance, le seul travail qui ait été fait sur ce sujet est dû à Kundt [2]. Seule, l'influence du champ a été étudiée et trouvée analogue à celle observée avec des lames épaisses. Il faut ajouter quelques expériences peu précises de Hall sur les

---

(1) *Lumière électrique*, 1885.
(2) Kundt, *Wied. Ann.*, 1893; — Hall, *Philos. Mag.*, 1880.

lames d'argent. Dans le présent travail, j'ai cherché si le coefficient α est défini pour les lames de plus en plus minces. J'ai étudié des lames d'argent déposées chimiquement sur le verre et des lames de nickel obtenues sur des lames argentées, par électrolyse du sulfate ammoniacal de nickel.

La formule (1) s'écrit :

$$y = \frac{\varepsilon}{\alpha} = \frac{\text{HI}}{\text{E}}. \tag{2}$$

J'ai déterminé, pour ces lames, les variations de y avec ε, H et I. Mes recherches ont été faites pour l'argent entre les limites $\varepsilon = 40\ \mu\mu$ et $140\ \mu\mu$ et, pour le nickel, entre $30\ \mu\mu$ et $180\ \mu\mu$. *L'indice* ($\mu\mu$) *exprime le millionième du millimètre.*

I. — Argent.

Par le procédé Martin, on peut obtenir sur verre, comme l'a montré Vincent[1], des lames d'argent d'épaisseur uniforme variant de $20\ \mu\mu$ à $150\ \mu\mu$ et *parfaitement définies si on les utilise quelques jours après l'argenture.*

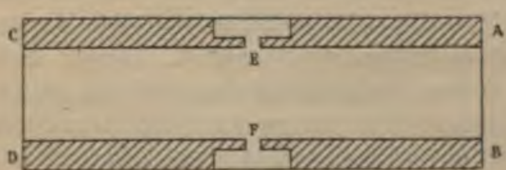


Fig. 1.

Soit ABCD une de ces lames, de 12 centimètres de long sur 4 centimètres de large environ. L'argent est enlevé (*fig.* 1) parallèlement à chaque grand côté de la lame, sur une largeur de 5 à 7 millimètres, sauf au voisinage de la ligne médiane EF, où des petits rectangles communiquent avec la partie centrale par des canaux de 2 millimètres de largeur. Les parties enlevées sont couvertes de traits dans la figure ci-contre. Sur ces rectangles et sur AB et CD, sont serrées par des pinces à vis, entre des lames de cuivre, plusieurs épaisseurs de papiers d'étain qui assurent un bon contact

---

[1] Vincent, *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 78 ; 1900.

entre l'argent et le cuivre. AB et CD sont les *électrodes* du courant primaire I, E et F celles du courant de Hall.

La plaque ainsi préparée est introduite entre les armatures cylindriques d'un électro-aimant Weiss et les forces électromotrices E mesurées par la méthode que j'ai utilisée dans mon travail *sur les courants thermo-magnétiques* [1].

Le courant primaire I ne peut dépasser 0amp,04 si on veut que l'échauffement de la lame soit négligeable. Exceptionnellement pour deux lames, il atteignit 0amp,07. Il est mesuré par un milliampèremètre de Hartmann, étalonné par comparaison avec un ampèremètre de Hartmann étudié par électrolyse.

Soit, pour le champ H, le courant I, la déviation Δ_1 du galvanomètre placé dans le circuit secondaire, Δ la déviation produite dans le même circuit par un cent-millième d'étalon Gouy 1390 U. C. G.S. à 12°, on a :

$$E = \frac{\Delta_1}{\Delta} \cdot 1390 \cdot \tag{3}$$

d'où :

$$y = \frac{H}{1390} \cdot \frac{\Delta}{\Delta_1} \cdot I. \tag{4}$$

Mesure de l'épaisseur d'une lame. — 1° Pour les épaisseurs comprises entre 30 et 90 μμ, j'ai appliqué la méthode des anneaux d'iodure d'argent de Fizeau, vérifiée par M. Mascart. Dans la région moyenne de la lame, on place une lamelle d'iode qui transforme la couche sous-jacente d'argent en une plage transparente, colorée uniformément, entourée d'anneaux irisés qui présentent, sous l'incidence normale, la suite des couleurs des anneaux de Newton. L'observation à la loupe du nombre d'anneaux, des couleurs de ceux-ci, de la plage centrale, permet de calculer l'épaisseur de l'argent à 1 ou 2 μμ près. J'ai suivi, pour ces mesures, la technique indiquée par M. Meslin [2].

2° Pour les épaisseurs supérieures à 90 μμ, les couleurs des anneaux deviennent ternes, et l'observation manque de précision. J'ai mesuré alors la résistance électrique des lames en utilisant le procédé de Vincent (*loc. cit.*) et la formule qu'il a établie :

$$C = \frac{\varepsilon - 25,75}{24,21}. \tag{5}$$

(1) MOREAU, *J. de Ph.*, 3e série, t. IX, p. 497 ; 1900.
(2) MESLIN, *Ann. de Phys. et Chim.*, 1890.

où :

C est la conductibilité d'un carré découpé dans la lame, les lignes de courant étant parallèles à l'un des côtés.

$C = \frac{\varepsilon}{\rho}$ où ρ est la résistivité en ohms, ε l'épaisseur en $\mu\mu$.

Exemple de mesures. — Observations faites à 15°, température moyenne de toutes mes expériences :

ε = 81$\mu\mu$ (anneaux), Δ = 90 divisions.
H = 3.300 unités.

I (milliampères)	70	57,2	50,4	41,5	37,3	27,2	24,5	18,2	9
Δ_1	127	103	92	74	67	48	44,5	32	16
$\frac{\Delta_1}{I}$	1,81	1,80	1,82	1,78	1,79	1,76	1,80	1,76	1,77

La moyenne est $\frac{\Delta_1}{I} = 1,79$.

L'erreur possible est la moitié de l'écart des valeurs extrêmes du rapport, divisée par 1,79, soit $\frac{1}{60}$.

La formule (4) donne en unités C. G. S.

$$\eta = \frac{3300}{1390} \cdot \frac{90}{1,79 \times 10^4} = 0,0119,$$

à deux unités près du dernier chiffre décimal.

Résultats pour les différentes lames.

ε	η observé	η calculé	$\eta_o - \eta_c$
130$\mu\mu$	0,0225	0,0226	— 1
121$\mu\mu$	0,0205	0,0207	+ 2
105	0,0173	0,0173	0
92	0,0147	0,0145	— 2
86	0,0135	0,0132	— 3
82	0,0126	0,0123	— 3
81	0,0119	0,0121	— 2
76	0,0111	0,0111	0
67	0,0094	0,0091	— 3
66	0,0086	0,0088	— 2
62	0,0076	0,0079	3
61	0,0079	0,0077	— 2
61	0,0074	0,0077	3
49	0,0053	0,0052	— 1
48	0,0042	0,0049	— 7
44	0,0035	0,0041	6

La courbe de variation de y en fonction de ε se confond avec une *droite* jusqu'au voisinage de 50 $\mu\mu$. Pour les épaisseurs plus petites, elle tend plus rapidement vers l'axe des ε (courbe I).

L'équation de la droite est :

$$y = 0{,}000216\,(\varepsilon - 25). \tag{6}$$

La troisième colonne du tableau précédent contient les valeurs calculées d'après (6), et la quatrième, les différences entre les valeurs calculées et observées. Jusqu'à 50 $\mu\mu$, elles ne dépassent pas les erreurs possibles d'observation, qui peuvent atteindre trois unités du dernier chiffre pour les fortes épaisseurs.

Influence du champ magnétique. — Les résultats qui précèdent se rapportent à un champ compris entre 3.000 et 4.000 unités. Ils persistent si le champ a des valeurs différentes. Voici les observations faites avec une lame d'argent de 49 $\mu\mu$ d'épaisseur :

H	I	$2\Delta_1$	$\frac{2\Delta_1}{H}$
2150	8 milliam.	10,6	0,0049
3850		18	0,0047
4650		22,5	0,0048
5250		25	0,0049
6950		32,7	0,0047

L'effet Hall reste donc *proportionnel au champ* pour toutes les épaisseurs. Il est d'ailleurs proportionnel au courant primaire d'après le premier tableau ci-dessus, de sorte que la formule (6) *caractérise complètement le phénomène pour les lames minces.*

Conclusions. — La formule (6), *valable jusqu'à* 50 $\mu\mu$, donne, si on se souvient que $y = \frac{\varepsilon}{\alpha}$:

$$\alpha = \frac{\varepsilon}{0{,}000216\,(\varepsilon - 25)};$$

α augmente quand ε décroît.

Si on exprime ε en centimètres, on aurait :

$$y = 2160\,(\varepsilon - 25) \times 10^{-7};$$

d'où :

$$\text{Si } \varepsilon = \infty \qquad \alpha_2 = \frac{1}{2160} = 0{,}00046$$

$$\varepsilon = 50\,\mu\mu \qquad \alpha_1 = 2\alpha_2.$$

La valeur de α_2 est celle qu'on obtient avec les lames d'argent

d'épaisseur finie. Elle diffère notablement de 0,00080 trouvée par Hall et von Ettingshausen pour l'argent ordinaire. Ceci tient à la différence d'état moléculaire de l'argent chimique et de l'argent ordinaire. Vincent a constaté un écart du même genre pour la résistivité.

Hall a fait, comme je l'ai dit plus haut, quelques observations sur les lames argentées. Pour évaluer l'épaisseur de ses dépôts, il mesura leur résistance électrique : mais, adoptant pour la résistivité le nombre de l'argent ordinaire, il trouva un effet Hall hors de proportion avec ses autres résultats sur les lames épaisses. J'ai corrigé ses calculs en adoptant les nombres donnés par la formule (5) ; on obtient une parfaite concordance avec mes observations.

Remarque. — La force électromotrice de Hall a, pour l'argent, le sens de l'action électromagnétique du champ sur le courant primaire I. Il en est de même pour le nickel, de sorte que, dans les doubles lames nickel-argent dont je vais parler, les deux effets s'ajoutent et les mesures de la force électromotrice totale sont très précises. Il n'en est pas de même pour les lames fer-argent, où les effets se retranchent. C'est pour cette raison que j'ai étudié seulement le nickel.

II. — Nickel.

Préparation des lames et méthode de mesure. — Les lames de nickel sont déposées sur une lame de verre argenté de 12 centimètres de longueur, 4 à 5 centimètres de largeur, jusqu'aux trois quarts de la longueur.

Le bain d'électrolyse est une solution faite *à froid* de 20 grammes de sulfate ammoniacal de nickel cristallisé, dans 1 litre d'eau. L'anode est une lame de platine de même surface que la cathode, celle-ci étant parfaitement régulière et sans voile. Le courant d'électrolyse *ne doit pas dépasser* $0^{amp},00006$ par centimètre carré, sinon la lame d'agent s'écaille ou le dépôt de nickel est pulvérulent.

On obtient avec un courant convenable une couche de nickel *aussi brillante* que la lame d'argent qui la porte. Observée au microscope Lechatelier, elle offre une surface parfaitement lisse et sans trous, si l'argent n'en contient pas. Ces dépôts sont incontestablement supérieurs comme régularité à ceux qu'on obtient sur verre platiné, car ces derniers semblent discontinus et formés de grains entourant les grains de platine.

La mesure de la force électromotrice de Hall est faite comme précédemment pour l'argent. Le nombre obtenu E_0 comprend la force électromotrice e_1 due à la couche d'argent et e_2 due au nickel.

En appliquant les théorèmes de Kirchhoff au circuit secondaire comprenant le système des deux lames, on a facilement :

$$E_0 = A_1 e_1 + A_2 e_2$$

où :

$$A_1 = \frac{C_1}{C_1 + C_2}, \qquad A_2 = \frac{C_2}{C_1 + C_2}.$$

$C_1 = \frac{\varepsilon_1}{\rho_1}$ = conductibilité d'une aire carrée d'argent, d'épaisseur ε_1.

$C_2 = \frac{\varepsilon_2}{\rho_2}$ = conductibilité d'une aire carrée de nickel, d'épaisseur ε_2.

Le courant primaire de Hall, I, se divise entre les deux lames, suivant i_1 et i_2 :

$$i_1 = A_1 I \qquad i_2 = A_2 I.$$

Si nous posons d'ailleurs :

$$y_1 = \frac{Hi_1}{e_1}, \qquad y_2 = \frac{Hi_2}{e_2},$$

il vient :

$$\frac{E_0}{HI} = \frac{A_1^2}{y_1} + \frac{A_2^2}{y_2}.$$

Nous *cherchons la relation entre y_2 et ε_2*; donc, à l'observation de $\frac{E_0}{HI}$ faite comme avant, il faut joindre celles de A_1, A_2, c'est-à-dire la détermination des conductibilités C_1 et C_2, des épaisseurs ε_1 et ε_2. y_1 est donné par les recherches sur l'argent.

1° *Épaisseur du dépôt de nickel* ε_2. — Jusqu'ici, les épaisseurs des lames minces de nickel ou de fer ont été évaluées par des pesées (Kundt; du Bois). Or, pour une épaisseur de 180 $\mu\mu$, le maximum dans mes expériences, le poids de nickel est de 3 milligrammes en prenant comme densité 8,9 [1], et ceci pour un substratum (verre argenté) de 10 à 20 grammes. Ces pesées m'ont paru trop incertaines et délicates pour être utilisées. Comme les lames sont *bien transparentes*, on aurait pu observer la rotation magnétique du plan de polarisation d'une vibration donnée ; mais il eût fallu utiliser la constante dont la détermination provient de pesées du même ordre.

[1] Du Bois, *Wied. Ann.*, 31.

J'ai préféré étudier l'électrolyse de sulfate de nickel ammoniacal avec des courants un peu supérieurs à ceux qui forment les lames. Dans une auge rectangulaire contenant la solution électrolyte, entre une lame de platine et une lame d'argent *polie*, je faisais passer un courant de 1 à 3 milliampères par centimètre carré; je pesais au bout d'un temps convenable le dépôt de nickel, toutes les fois qu'il me paraissait uniforme. Tant que la solution restait neutre, l'électrolyse était régulière. Le poids de nickel déposé, rapporté à l'ampère et à la minute, fut trouvé égal à 0gr,0135 (moyenne de vingt observations, à $\frac{1}{40}$ près). Quelques-unes des solutions *ayant servi à former des lames minces* furent décomposées de la même façon, et j'obtins la *même constante*. J'étais donc autorisé à admettre la régularité des électrolyses et à prendre, pour calcul de ε_2, la formule :

$$\varepsilon_2 = \frac{Ki\tau}{Sd}, \tag{8}$$

où

S = surface couverte de la cathode,
i et τ courant et durée d'électrolyse,
$d = 8{,}9$ K = 0gr,0135.

L'erreur possible provient de l'erreur de $\frac{1}{40}$ sur K, c'est-à-dire qu'elle sera de $\frac{1}{40}$ sur l'épaisseur au maximum.

2° *Mesure de la conductibilité c_2 du nickel.* — On doit s'attendre à des résultats analogues à ceux de Vincent et définis par la formule (5). Le nickel étant sept à huit fois plus résistant que l'argent, il

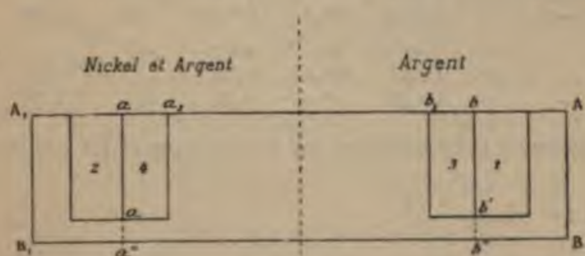


Fig. 2.

y a intérêt à faire les dépôts sur les lames d'argent les plus minces possibles. Les lames utilisées varient entre 45 µµ et 80 µµ. Je n'ai pu

obtenir de dépôt régulier sur des lames d'argent inférieures à 45 $\mu\mu$.

Une lame d'argent est recouverte dans sa moitié inférieure du dépôt de nickel d'épaisseur connue ε_2 (formule 8). On sépare parallèlement à la longueur (*fig.* 2) un rectangle ABA_1B_1 de 1 centimètre de large, et, dans ce rectangle, deux petits rectangles 1 et 2, de 1 centimètre de long sur 6 à 8 millimètres de largeur, et on détermine la résistance de la partie restante, les lignes de courant allant de AB vers A_1B_1. On recommence la mesure après avoir enlevé le rectangle 3 de l'argent et ensuite 4 dans le Ni-Ag.

Les premiers rectangles 1 et 2 éliminent la correction due aux électrodes d'entrée et de sortie du courant [1].

Si Δr est la variation de résistance observée quand on a enlevé le rectangle 3, et Δr_1, pour le rectangle 4, il vient :

$$C_1 = \frac{bb_1}{\Delta r}\left\{\frac{1}{b'b''} - \frac{1}{bb''}\right\}$$

$$C_1 + C_2 = \frac{a_1a}{\Delta r_1}\left\{\frac{1}{a'a''} - \frac{1}{aa''}\right\}$$

d'où

C_2. — Les dimensions des rectangles sont évaluées au microscope à oculaire micrométrique.

Exemples de mesures. — Lame n° 79.

$\varepsilon_2 = 122\ \mu\mu$.
Courant de formation : $0^a,0012$.
Surface : $S = 19^{cm},9$.
τ = durée d'électrolyse : 134 minutes.

	Δr_1	aa^1	$a'a''$	aa''	$C_1 + C_2$	Moyenne
Nickel-argent.....	$1^{\omega},59$	$1^{cm},18$	$0^{cm},30$	$1^{cm},17$	1,96	1,975
—	$1^{\omega},43$	$1^{cm},1$	$0^{cm},29$	id.	1,99	
	Δr	bb_1	$b'b''$	bb''	C_1	
Argent...........	$1^{\omega},58$	$0^{cm},85$	0,26	1,15	1,60	1,595
--	$1^{\omega},62$	$0^{cm},87$	0,26	id.	1,59	

Les longueurs sont évaluées en centimètres et les résistances en ohms.

Il vient :

$$C_2 = 1,975 - 1,595 = 0,38,$$

avec une erreur possible $\frac{1}{76}$.

---

[1] VINCENT, *loc. cit.*

Les résultats suivants ont été obtenus ainsi :

(Les lames sont étudiées huit jours après leur préparation, et on a vérifié que leur résistance ne changeait pas sous l'action des étincelles.)

Résultats :

ε_2	$C_1 + C_2$	C_2 obs.	C_2 cal.	C_2 cal. — C_2 obs.
178 µµ	1,48	0,62	0,62	— 0,5
150	1,975	0,48	0,51	+ 3
131	1,32	0,42	0,43	+ 1
122	1,975	0,38	0,40	+ 2
111	1,53	0,355	0,35	— 0,5
94	2,33	0,29	0,29	0
90	1,70	0,28	0,27	— 1
75	1,675	0,215	0,21	— 0,5
63	1,76	0,18	0,17	— 1
60	1,77	0,16	0,15	— 1
59	1,92	0,15	0,15	0
54	1,90	0,135	0,13	— 0,5
47	0,97	0,09	0,10	+ 1
35	0,985	0,04	0,05	+ 1
24	0,86	0		

La courbe représentative des variations de C_2 avec ε_2 est une droite jusqu'à 50 µµ environ. Pour les épaisseurs plus petites, elle paraît s'incliner plus vite vers l'axe des ε_2 (courbe II) (*fig.* 3).

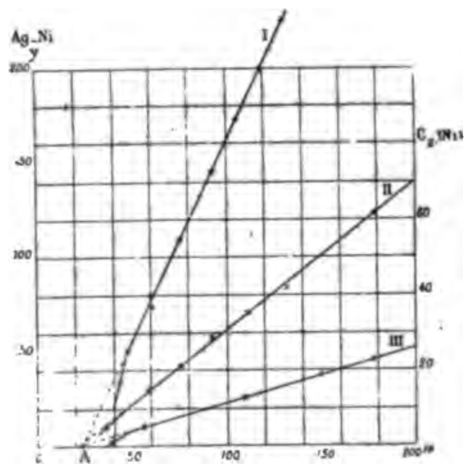


FIG. 3.

L'équation de la droite est :

$$C_2 = 0{,}004\,(\varepsilon_2 - 22), \qquad (9)$$

ε_2 est évalué en µµ.

La formule (9) a servi au calcul des valeurs indiquées dans la quatrième colonne du tableau. La concordance est satisfaisante, si on remarque que l'erreur possible sur C_2 atteint 2 unités du dernier chiffre pour les grandes épaisseurs et 1 unité pour les petites. Il est difficile d'avoir une précision plus grande, étant données les nombreuses mesures qu'on doit faire sur chaque lame. Pour *avoir les quinze lames du tableau précédent, j'ai dû préparer plus de cent dépôts.*

La formule (9) est analogue à la formule (5) relative à l'argent. L'interprétation de cette formule peut être faite, comme celle de (5), par l'hypothèse des couches superficielles dont la somme des épaisseurs est 50 $\mu\mu$ (Vincent, *loc. cit.*); je reviendrai plus loin sur cette interprétation. Retenons seulement que 50 $\mu\mu$ est l'épaisseur critique pour le nickel comme pour l'argent, et que la droite 9 rencontre l'axe des ε_2 au point 22 voisin de 25,75, qui correspond à la droite de l'équation (5).

La formule (9) donne :

$$\frac{\varepsilon_2}{\rho_2} = 0{,}004\,(\varepsilon_2 - 22) \qquad \text{ou} \qquad \rho_2 = \frac{\varepsilon_2}{0{,}004\,(\varepsilon_2 - 22)}.$$

La résistivité ρ, relative à une couche épaisse, sera :

$$\rho_2 = \frac{1}{0{,}004} = 250 \text{ ohms}.$$

ρ_2 représente la résistance d'une aire carrée de 1 $\mu\mu$ d'épaisseur, découpée dans la couche homogène, les lignes de courant étant parallèles à l'un des côtés. Le nombre observé avec le nickel ordinaire est 123 ohms. L'écart doit être attribué à la différence d'état moléculaire, comme pour l'argent. Pour ce corps, on a, d'après (5), $\rho = 24^{\omega},21$ au lieu de $16^{\omega},6$, nombre de Mathiessen relatif à l'argent ordinaire.

3° *Effet Hall dans le nickel.* — L'équation (7) :

$$\frac{E_0}{IH} = \frac{A_1^2}{y_1} + \frac{A_2^2}{y_2}$$

nous donnera y_2.

La double lame Ni-Ag, découpée comme les lames d'argent ci-dessus, est soumise au champ magnétique. On observe E_0, I et H.

L'épaisseur ε_1 de l'argent substratum est donnée par la méthode des anneaux, d'où C_1 et y_1.

L'épaisseur ε_2 est connue, d'où C_2 et A_1 et A_2 et, par suite, y_2 [1].

Exemples de mesures :

$\varepsilon_2 = 109\ \mu\mu$ $\qquad \varepsilon_1 = 74\ \mu\mu.$

H	I	$2\Delta_1$	Δ	E III
3500	$10^{ma},8$	64,37	80,8	146
	$6^{ma},0$	36,25	id.	147

où

$$E_3 = 1390\ \frac{\Delta_1}{\Delta}.$$

$$C_1 = \frac{\varepsilon_1}{\rho_1} = 2 \qquad y_1 = 0{,}0108,$$

$$C_2 = \frac{\varepsilon_2}{\rho_2} = 0{,}34,$$

d'où :

$$y_2 = 0{,}000262 \text{ en unités C. G. S.}$$

Résultats :

ε_2	y_2 obs.	y cal.	$y_c - y$ obs.
178 $\mu\mu$	0,00047	0,00046	— 1
150	0,00038	» 38	0
131	0,00030	» 32	+ 2
109	0,00026	26	0
97	0,00022	22	0
78	0,00018	0,000165	— 1,5
59	0,00011	0,000108	— 0,2
54	0,000080	0,000093	+ 1,3
50	0,000074	0,000081	+ 0,7
39	0,000020	0,000030	+ 1

Ici encore, on trouve une courbe qui se confond avec une droite jusqu'au voisinage de 50 $\mu\mu$ et qui tend rapidement vers $O\varepsilon_2$ pour les épaisseurs inférieures.

L'équation de la droite est (courbe III) :

$$y_2 = 0{,}000003\,(\varepsilon_2 - 23\,\mu). \tag{10}$$

La troisième colonne du tableau ci-dessus a été obtenue à l'aide de l'équation (10). La différence $y_c - y_0$ est de l'ordre des erreurs d'observation.

Pour le nickel, comme pour l'argent, le coefficient α_2 de la formule

[1] J'ai vérifié que les modifications de C_2 dues au champ sont négligeables vis-à-vis des erreurs d'expérience.

de Hall varie avec l'épaisseur d'après la formule :

$$\alpha = \frac{\varepsilon_2}{0,000003\,(\varepsilon_2 - 23)}.$$

En exprimant ε_2 en centimètres, on a :
Pour :

$$\varepsilon_2 = \infty \qquad \alpha_2 = \frac{1}{30} = 0,033,$$

pour

$$\varepsilon_2 = 50\,\mu\mu \qquad \alpha_1 = 0,067,$$

donc :

$$\alpha_1 = 2\alpha_2 \text{ sensiblement.}$$

Action du champ et hystérésis. — J'ai constaté sur une lame de 54 μμ que l'effet Hall dépendait de H comme avec les lames épaisses. *Il est proportionnel à l'aimantation de la lame* [1]. Avec la même lame, j'ai recherché l'hystérésis de la force électromotrice de Hall. Une variation cyclique du champ + 5.000 unités à — 5.000 unités ne m'a donné aucune dissymétrie de la force électromotrice. — Enfin, la proportionnalité au courant primaire résulte des tableaux ci-dessus.

En résumé, pour les champs inférieurs à 5.000 unités, la formule (10) caractérise le phénomène pour les épaisseurs supérieures à l'épaisseur critique 50 μμ.

III. — Interprétation des résultats.

Les courbes I, II, III, et celle que caractérise l'équation (5), ont une étroite analogie : jusqu'à 50 μμ, elles sont rectilignes et, au-dessous, tombent rapidement vers l'axe des abscisses.

Les parties rectilignes passent par le même point A dont l'abscisse est 25 μμ environ. J'ai trouvé 25 μμ pour l'argent, 22 et 23 pour le nickel. Si on tient compte des erreurs possibles d'observation, *on peut admettre un point unique de concordance et une même épaisseur critique* 50 μμ.

On peut écrire pour un corps :

(11) $C = A(\varepsilon - 25)$ Conductibilité électrique.

(12) $y = \frac{\varepsilon}{\alpha} = B(\varepsilon - 25)$ Effet Hall.

---

(1) Kundt, *loc. cit.*

A et B sont des constantes caractéristiques du corps.

L'interprétation de l'équation (12) est toute simple par les couches de passage. Celle de (11) a été faite par Vincent pour l'argent; je n'ai pas à y revenir.

Admettons qu'une couche métallique mince, dont l'épaisseur ε dépasse l'épaisseur critique 50 $\mu\mu$, se compose d'une couche homogène à conductibilité C_2 et coefficient de Hall α_2 bien définis, comprise entre *deux couches de passage* à constantes fixes C_1 et α_1, et dont l'épaisseur est pour chacune $\varepsilon_1 = 25$ $\mu\mu$.

Soit ε_2 l'épaisseur de la couche homogène :

$$\varepsilon = 2\varepsilon_1 + \varepsilon_2 ;$$

γ étant la conductibilité d'une aire carrée de 1 $\mu\mu$ d'épaisseur dans la couche centrale homogène, on a :

$$C_2 = \gamma\varepsilon_2,$$

et, par suite, la conductibilité C de l'aire carrée d'épaisseur ε est :

$$C = 2C_1 + \gamma\varepsilon_2 = 2C_1 - \gamma\varepsilon_1 + \gamma(\varepsilon - \varepsilon_1).$$

Donc, d'après l'équation (11) :

$$2C_1 = \gamma\varepsilon_1. \tag{13}$$

Reprenons l'équation (7) ; étendons-la à trois lames superposées dont *les deux extrêmes sont identiques*.

Elle devient :

$$\frac{E}{HI} = \frac{2A_1^2}{y_1} + \frac{A_2^2}{y_2},$$

où

$$A_1 = \frac{C_1}{C} \qquad\qquad A_2 = \frac{C_2}{C}.$$

En posant :

$$y = \frac{HI}{E},$$

on a :

$$\frac{C^2}{y} = \frac{2C_1^2}{y_1} + \frac{C_2^2}{y_2}.$$

C'est y que l'observation fournit et que, dans l'hypothèse des couches de passage, l'équation précédente relie à y_1 de ces couches et y_2 de la couche centrale homogène.

Remarquons que :

$$y_1 = \frac{\varepsilon_1}{\alpha_1}, \qquad y_2 = \frac{\varepsilon_2}{\alpha_2},$$

donc :

$$(14) \qquad y = \frac{C^2}{2C_1^2 \frac{\alpha_1}{\varepsilon_1} + \alpha_2 \gamma^2 \varepsilon_2},$$

α_2 est le coefficient de Hall de la couche homogène ; il est déduit des formules (6) et (10) où $\varepsilon = \infty$;

α_1 se déduit des mêmes formules où $\varepsilon = 2\varepsilon_1 = 50\ \mu\mu$.

Donc :

$$2\alpha_2 = \alpha_1.$$

D'après cette relation et la relation (13), la formule (14) devient :

$$(15) \qquad y = \frac{1}{\alpha_2}(\varepsilon - \varepsilon_1),$$ ce qui concorde avec (12).

IV. — Conclusions.

1° *Couches superficielles.* — La réalité des couches superficielles ou de passage me paraît une nouvelle fois démontrée par les expériences qui précèdent. Je crois pouvoir dire qu'elles *ont même épaisseur et mêmes propriétés pour un corps donné, quels que soient les milieux en contact.* Ceci paraît certain, car, dans les expériences sur l'argent, l'une des couches touche le verre et l'autre l'air ; dans les expériences sur le nickel, les contacts sont assurés par l'argent et l'air, et, cependant, les résultats quant à ε_1 et l'épaisseur critique sont identiques. — En substituant d'ailleurs à la couche d'air une lame de collodion, j'ai obtenu pour l'effet Hall, sur une lame d'argent et une lame de nickel, les mêmes résultats après 1 heure, 5 heures et 15 heures de contact.

Donc, on peut dire que tous les corps ont *des couches de passage de même épaisseur* et, par suite, *même rayon d'activité moléculaire.*

2° *Formule véritable de l'effet Hall.* — Dans le calcul de l'effet Hall, on doit substituer à la formule (1) la formule (15), c'est-à-dire :

$$y = \frac{1}{\alpha_2}(\varepsilon - \varepsilon_1)$$

ou

$$E = \frac{\alpha_2 HI}{\varepsilon - \varepsilon_1},$$

ε étant l'épaisseur d'une couche de passage. Cette formule est valable jusqu'à l'épaisseur critique.

Le coefficient α, défini par le quotient $\frac{E\varepsilon}{HI}$ (formule 1), ne *peut donc caractériser un métal*, puisqu'il varie avec ε. Il y a donc lieu de chercher une autre formule qui fournisse un coefficient véritablement constant, jusqu'à l'épaisseur critique de constitution des corps.

La formule (1) se transforme facilement et devient :

$$E = \frac{\alpha}{\rho} LHW,$$

où L est la largeur de la lame, parallèlement aux surfaces équipotentielles du courant primaire, dont la chute par centimètre est W ; ρ est la résistivité de la lame.

Or, d'après (11) et (12), on a :

$$\rho = \frac{\varepsilon}{A(\varepsilon - 2\delta)},$$

$$\alpha = \frac{\varepsilon}{B(\varepsilon - 2\delta)},$$

donc :

$$\frac{\alpha}{\rho} = \frac{A}{B} = K_0.$$

Le rapport K_0 est indépendant de l'épaisseur, jusqu'à l'épaisseur critique. Ce sera le véritable coefficient de la formule de l'effet Hall :

$$E = K_0 LHW. \tag{16}$$

Il représente, comme on sait[1], la rotation des surfaces équipotentielles primaires pour l'unité de champ.

L'importance de la formule me paraît considérable. Elle fait prévoir que, sous l'action du champ, il pourra y avoir effet Hall de surfaces équipotentielles sans courant. J'en ai indiqué un exemple au sujet des *phénomènes thermomagnétiques* produits par la rotation des surfaces équipotentielles échelonnées dans un corps, par une chute de température.

---

[1] A. Leduc, *J. de Phys.*, 2e série, t. V, p. 116 ; 1886.

DÉMONSTRATION ÉLÉMENTAIRE DU MINIMUM DE DÉVIATION DANS LE PRISME, EN PARTANT DE LA CONSTRUCTION D'HUYGHENS;

Par M. IZARN.

Il n'est peut-être pas inutile de montrer d'abord que la construction d'Huyghens comporte *uniquement* la connaissance de la *définition du sinus*.

Car OI étant la direction de rayon incident, OR (*fig.* 1) celle du rayon réfracté, PI, dans le cercle de rayon $OA = 1$, est le sinus de l'angle d'incidence. Dans le cercle de rayon $OB = n$, QR est égal à n fois le sinus de l'angle QOR, et, par conséquent, QOR est l'angle de réfraction.

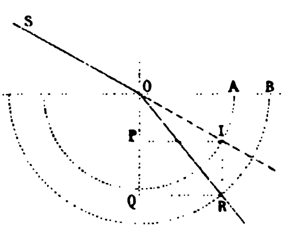


Fig. 1.

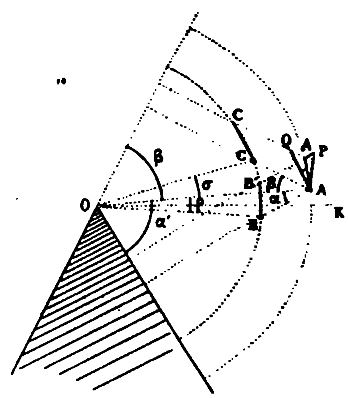


Fig. 2.

Soit maintenant (*fig.* 2) O, le sommet du prisme. Faisons en ce point la construction d'Huyghens. OK est la direction du rayon intérieur, pour les positions symétriques des rayons incidents et émergents. On démontre facilement, par le principe du retour inverse, que cette direction correspond à un maximum ou à un minimum de la déviation. Considérons une direction OC du rayon incident, faisant, avec la normale à la face d'entrée, un angle d'incidence tant soit peu *plus grand* que celui de la direction symétrique; alors OA et OB sont les directions nouvelles du rayon intérieur et du rayon émergent, les points A et B étant obtenus en menant les perpendiculaires

CA et AB aux faces du prisme. Donnons à cette nouvelle incidence un accroissement infiniment petit ; A, C, B venant en A', C', B', les arcs AA' BB', CC' (représentés ici très grands, pour la clarté de la figure) peuvent être confondus avec des portions de tangentes en A, C, B aux cercles correspondants, et sont, par conséquent, perpendiculaires respectivement aux directions OA, OC, OB. Les longueurs CC' et BB' mesurent l'augmentation infiniment petite éprouvée par l'incidence et la diminution infiniment petite éprouvée par l'émergence.

Il suffit de démontrer que CC' > BB' pour établir que la déviation a augmenté. Remarquons que α complément de α' est plus petit que β complément de β', puisque OA est au-dessus de OK ; de même, ρ est $< \sigma$, car, si on fait tourner de 180° le triangle OBA autour de OA, B se place au-dessous de C, et, par conséquent, l'angle ρ est compris dans l'angle σ. Par le point A, menons AP, AQ égales et parallèles à BB', CC'. D'après l'ordre de succession de OB, OA, OC, AP est à droite de AA', et AQ à gauche. PAA', angle des tangentes en A et B, est égal à ρ, angle des normales, de même QAA' $= \sigma$; donc, PAA' < QAA' ; enfin, l'angle obtus PA'A $\left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right)$ est plus petit que l'angle obtus QA'A $\left(\frac{\pi}{2} + \beta\right)$. Faisons tourner le triangle PA'A autour de A'A, AP tombe dans l'intérieur de l'angle A'AQ et A'P dans l'intérieur de l'angle QA'A ; donc AP (= BB') est plus petit que AQ (= CC').

Le principe du retour inverse suffit pour montrer qu'une *diminution* infiniment petite de l'incidence correspondrait à une *augmentation plus grande* de l'émergence et que, par suite, la déviation totale aurait encore *augmenté ;* nous sommes donc bien dans le cas d'un *minimum.*

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES DE GENÈVE ;

4e série, t. IX et X ; 1900 (*suite*).

F.-Jules MICHELI. — Force électromotrice et constantes optiques du chrome (T. X, p. 122.)

D'après Hittorf [1], le chrome se présente au point de vue électromoteur sous deux états différents, l'état *actif* et l'état *inactif*, et on

[1] *Zeitsch. für phys. chem.*, t. XXV, pp. 729 et 748 ; 1898 ; t. XXX, p. 481 ; 1899.

distingue nettement ces deux états en mesurant la force électromotrice de la pile,

Cr | Sol. NaCl concentré | Solution de CrO^4H^2 concentrée | Pt,

qui donne une force électromotrice variant entre 1,4 et 1,8 volt, dans le cas du chrome actif, et une force électromotrice moindre que 0,4, dans le cas du chrome inactif. L'inactivité du chrome est-elle due, comme dans le cas du fer, à une couche d'oxyde? L'auteur démontre expérimentalement que les constantes optiques du fer actif et du fer passif ne sont pas les mêmes et que, par suite, la passivité est due à une couche d'oxyde; au contraire, le chrome actif plongé dans de l'acide azotique concentré devient inactif; il n'y a pas de couche d'oxyde, puisque ses constantes optiques ne changent pas. Bien plus, contrairement à ce qu'avaient observé Hittorf et Ostwald [1], le chrome rendu inactif et abandonné à lui-même redevient lentement actif. D'autre part, le chrome plongé dans du chlorure de zinc fondu ne perd pas son activité, bien qu'il soit recouvert, après ce traitement, d'une épaisse couche d'oxyde, dont la présence est démontrée par la variation des constantes optiques.

W. SPRING. — Sur la floculation des milieux troubles (t. X, p. 305).

Voici les résultats positifs obtenus dans ces recherches :

1° Les solutions de sels qui ne peuvent pas être débarrassées de toute particule en suspension ont un pouvoir floculant plus élevé que les solutions des autres sels;

2° La floculation ne se fait pas par les actions électriques qui produisent la décharge à distance ou qui créent un champ électrique par influence. La floculation dans les liquides ne peut donc être assimilée à la précipitation des poussières ou des fumées dans l'air;

3° Un courant électrique, si faible qu'il soit, produit la floculation. Celle-ci est toutefois d'autant plus rapide que l'intensité du courant est plus grande;

4° Les électrolytes de même conductibilité produisent la floculation d'un trouble donné dans le même temps, pourvu qu'ils dérivent de *cations de même nom*. Quand ces cations sont de noms différents,

---

[1] *Math. phys. Klasse der Königl. Sächs. Ges. d. Wissenschafft.*, XXV, IV; 1899.

la vitesse de la floculation est dans l'ordre de celle de cheminement des cations. Il semble aussi que la cause première de la floculation réside dans la vitesse des ions;

5° La nature des anions paraît ne jouer qu'un rôle secondaire, ou négligeable, dans le phénomène de la floculation.

ALFONSO SELLA. — Sur une nouvelle méthode proposée par M. Gerschun pour déterminer la densité de la Terre (t. X, p. 322).

L'auteur fait une étude critique des conditions pratiques à réaliser pour l'application de la méthode de M. Gerschun, indiquée dans ce journal [1]. Il paraît résulter de cette discussion que la seule solution possible consisterait dans l'emploi de sphères attractives de grandes dimensions, alors que les calculs et le dispositif de M. Gerschun paraissent surtout convenir au cas des sphères de petites dimensions.

R. DONGIER.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. I, avril, mai, juin 1901.

J.-J. THOMSON. — On a Kind of easily Absorbed Radiation produced by the Impact of slowly moving Cathode Rays; together with a Theory of the negative Glow, the Dark Space, and the Positive Column (Sur une espèce de radiations facilement absorbables produites par l'arrêt de rayons cathodiques de faible vitesse; Théorie de la production de la lueur négative, de l'espace sombre, de la colonne positive). — P. 361.

J.-J. Thomson a fait des expériences avec des tubes de formes diverses, où les rayons partis de la cathode, traversant un gaz raréfié (la pression étant restée supérieure à 4 millimètres de mercure), venaient se heurter à une plaque métallique A percée de trous fermés par une mince lame d'aluminium (0,00043 centimètre). A formait le fond d'un tube métallique en communication avec l'une des paires de quadrants de l'électromètre et avec la terre. Derrière A se trouvait une plaque C, reliée à l'autre paire de quadrants soigneusement isolée.

---

[1] Voir ce volume, p. 148.

J.-J. Thomson constata ainsi que, dans certains cas, la plaque C chargée d'électricité perdait sa charge. Ses diverses expériences l'amènent à formuler cette conclusion : que le choc des particules électrisées négativement, qui se déplacent lentement dans la lueur négative, produit des variations analogues aux rayons Röntgen, mais beaucoup plus facilement absorbables. L'intensité des radiations émises par A montre ainsi que la vitesse des particules est petite dans l'espace sombre, croît rapidement jusqu'à son maximum vers le commencement de la lueur et diminue ensuite jusqu'à 0, à l'extrémité de la lueur négative.

J.-J. Thomson explique ensuite la production de la lueur négative, de l'espace sombre, de la colonne positive par l'ionisation du gaz produite par les corpuscules négatifs échappés de la cathode.

Le nombre d'ions produits dans l'unité de volume par seconde dépend du nombre de collisions $\frac{nu}{\lambda}$ (u = vitesse moyenne d'un corpuscule, λ = libre moyen parcours d'un corpuscule, n = nombre de corpuscules dans l'unité de volume) et est fonction de l'énergie cinétique $Xe\lambda$ d'un corpuscule (X = champ électrique, e = charge du corpuscule), fonction qui s'annule quand l'énergie cinétique tombe au-dessous d'une certaine valeur critique.

Le nombre d'ions produits est donc :

$$\frac{nu}{\lambda} f(Xe\lambda).$$

Le nombre de corpuscules disparus est une fraction β du nombre existant $= \beta \frac{nu}{\lambda}$.

La vitesse de formation des ions est donc :

$$\frac{nu}{\lambda} \left\{ f(Xe\lambda) - \beta \right\}.$$

Si les ions se déplacent dans un tube parallèlement à Ox, on a :

$$\frac{dn}{dt} + \frac{d}{dx}(nu) = \frac{nu}{\lambda} \left\{ f(Xe\lambda) - \beta \right\},$$

où x est la distance mesurée à partir de la cathode.

Si le courant est permanent, $\frac{dn}{dt} = 0$, et on a :

$$\log nu = \int \frac{1}{\lambda} \left\{ f(Xe\lambda) - \beta \right\} dx.$$

Là où l'état du tube est le même, on a $\frac{d(nu)}{dn} = 0$ et, par suite, $f(\mathrm{X}e\lambda) - \beta = 0$, ce qui montre que, dans ce cas, $\mathrm{X}\lambda$ a une valeur définie indépendante du courant et, par suite, que X est proportionnel à la pression.

Les résultats de Skinner pour la décharge à basse pression, de Liebig pour la décharge à étincelle, sont d'accord avec ce résultat.

La même condition $\mathrm{X}\lambda = \mathrm{C}^{te}$ implique que, dans le cas d'une décharge uniforme, l'énergie cinétique possédée par les corpuscules a une valeur définie indépendante de la pression du gaz et du courant.

J.-J. Thomson établit ensuite l'équation différentielle qui donne la distribution de la force électrique X dans le tube, lorsque la décharge ne varie pas avec le temps :

$$\frac{k_1 k_2}{4\pi e}\frac{2}{3}\frac{d^2\mathrm{X}^{\frac{3}{2}}}{dx^2} = \left(\frac{k_1}{k_1+k_2}\frac{i}{\lambda} + \frac{2}{3}\frac{k_1 k_2}{4\pi e\lambda(k_1+k)}\frac{d\mathrm{X}^{\frac{3}{2}}}{dx}\right)\left\{f(\mathrm{X}e\lambda) - \beta\right\},$$

k_1 et k_2 sont déterminés par $u = k_1\sqrt{\mathrm{X}}$ $v = k_2\sqrt{\mathrm{X}}$: u et v étant les vitesses des ions négatif et positif.

$f(\mathrm{X}e\lambda) - \beta$ s'annule pour $\mathrm{X} = \mathrm{X}_0$. Si X est $> \mathrm{X}_0$, $f(\mathrm{X}e\lambda) - \beta$ est $+$ et la courbe qui détermine $\mathrm{X}^{\frac{2}{3}}$ en fonction de x présente sa convexité vers ox. Si on a $\mathrm{X} < \mathrm{X}_0$, elle présente sa concavité.

Cette remarque permet de voir à peu près la marche de la courbe qui donne $\mathrm{X}^{\frac{3}{2}}$ en fonction de x à partir de la cathode.

On voit ainsi que, selon les cas, selon la variation de X au voisinage du point où elle devient égale à X_0, on a une distribution de X indiquant une colonne positive uniforme suivant la lueur négative sans intervalle obscur, ou séparée d'elle par un intervalle obscur, ou encore une colonne positive striée.

L'*espace sombre négatif* s'explique en supposant la lumière proportionnelle à l'énergie cinétique communiquée par les corpuscules au gaz. Comme on l'a trouvée proportionnelle à $nu\mathrm{X}$, on voit qu'elle est petite là où n est très petit, c'est-à-dire au voisinage de la cathode, d'où l'espace sombre négatif dont l'intensité doit augmenter, si la pression autour de la cathode est moindre que dans le reste du tube.

On trouve aussi qu'il doit y avoir une *différence de potentiel finie entre l'anode* et le *point le plus voisin de la colonne positive* où la force électrique est constante, comme l'a d'ailleurs observé Skinner.

E. PERREAU.

WOOD. — The anomalous Dispersion of Carbon (Dispersion anomale du carbone). — P. 405.

M. Wood s'est posé la question de savoir si la décroissance rapide de l'amplitude du front de l'onde, lors de son passage à travers un prisme très absorbant, peut produire un changement de direction de propagation du rayon transmis.

Pour pouvoir faire un essai direct, il faudrait une substance produisant une absorption sans introduire de retard ou de changement de phase. Dans ce but, M. Wood a essayé des pellicules minces de fumée déposée sur du verre, ou des pellicules de charbon émané d'un filament d'une lampe à incandescence trop poussée et déposé sur une glace.

L'examen de ces pellicules montre qu'elles produisent un retard assez marqué. M. Wood s'est demandé s'il ne tiendrait pas à la diffraction de la lumière à travers les particules de charbon déposées sur le verre et a mesuré ce retard, pour diverses longueurs d'onde, au moyen d'abord du réfractomètre interférentiel de Michelson avec des pellicules de fumée d'une épaisseur de $0^{\mu},26$ environ.

On a obtenu les résultats suivants, où n représente le déplacement de la frange mesurée en largeur de frange, et $n\gamma$ représente par suite la quantité $(\mu - 1)e$ où μ = indice de réfraction.

λ	n	$n\gamma = (\mu - 1)e$.
$0^{\mu},663$	0,853	566
605	0.923	558
566	0,960	543
520	1,037	539
479	1,064	510
436	1,124	490
414	1,149	476

Avec des pellicules obtenues avec la lampe à incandescence, on a pu mesurer leur épaisseur e, et on a obtenu alors, pour μ, la valeur 2,2, très voisine de l'indice du diamant.

M. Wood a aussi réussi à obtenir des prismes de fumée placée entre deux glaces légèrement inclinées, et mesuré alors directement la déviation de la lumière pour le rouge et le bleu, et obtenu, pour le rouge, une déviation de 57,2 divisions du micromètre et, pour le bleu, une déviation de 43,6.

Cette variation correspond à un angle θ du prisme égal à 43″, en acceptant pour n la valeur trouvée ci-dessus, 2,2.

La mesure directe de l'angle du prisme, en mesurant avec le réfractomètre interférentiel l'épaisseur à la base, a donné $\theta = 46''$.

Naturellement, le prisme de fumée employé présentait par réflexion des couleurs d'interférence de Newton avec des bandes étroites régulièrement espacées, indiquant une inclinaison régulière de deux faces l'une sur l'autre.

Le résultat de ces observations est, comme le montrent les nombres obtenus, que l'indice de réfraction du carbone irait en croissant du bleu au rouge. Le carbone présenterait ainsi de la dispersion anomale.

E. Perreau.

BEATTIE. — Leakage of Electricity from charged Bodies al Moderate Temperatures (Fuite d'électricité des corps portés à des températures modérées). — P. 443 (*Suite*). Voir *Ph. Mag.*, juillet 1899.

M. Beattie a cherché si l'atmosphère chauffée entourant certaines substances isolées produit une fuite d'électricité identique ou analogue à celle produite par l'atmosphère exposée aux émanations des sels de thorium et d'uranium.

L'appareil se compose d'une boîte C en zinc ou en fer, selon les cas, à laquelle se trouve reliée une plaque horizontale B en zinc ou en fer.

Au-dessus se trouve une autre plaque D du même métal portée par un support isolé. D est relié à la paire de quadrants isolée d'un électromètre, B à l'autre paire de quadrants. On a aussi employé un électromètre multicellulaire.

On plaçait sur B une plaque de métal recouverte des substances à étudier. On trouva, avec tous les sels de thorium et d'uranium, que D arrivait à un potentiel peu différent de o indépendant de son potentiel primitif. Avec une plaque de Cu poli recouverte de sel de thorium, on obtint $+ 0,5$ volt. Avec une plaque de Zn amalgamé ou d'Al, on a eu une fraction de volt positive.

On a obtenu les mêmes résultats avec des plaques de Zn recouvertes de sel ordinaire saupoudré d'iode, placées sur des plaques en fer; quand la boîte C, en fer, était portée à une température de 300° à 400°, D arrivait à un potentiel de — 0,6 volt, quel que soit son potentiel primitif.

D'autres substances donnèrent des résultats analogues.

Cependant, si le potentiel primitif est de 200 volts, la fuite d'électricité, qui se fait avec la même vitesse avec des sels de thorium ou d'uranium, que ce potentiel de 200 volts soit + ou —, se fait avec une vitesse très différente si elle est produite par échauffement de l'atmosphère en présence de certaines substances, comme dans le cas ci-dessus, selon que le potentiel de 200 volts est positif ou négatif. L'électricité positive s'écoule beaucoup plus rapidement que la négative.

E. Perreau.

John BURKE. — On the phosphorescent Glow in Gases (Sur la lueur phosphorescente dans les gaz) (*suite*). — P. 453.

Après chaque étincelle, le gaz contenu dans le ballon et le tube qui le prolonge devient conducteur. On mesurait cette conductibilité entre deux électrodes *c* et *d*, formées de deux petits disques en toile métallique, placés perpendiculairement à l'axe du tube et reliés, le premier à un pôle d'une pile de plusieurs éléments, dont l'autre pôle était à la terre, et le second à une paire de quadrants d'un électromètre dont l'autre paire était reliée au sol.

Le tube était recouvert de papier d'étain en communication avec le sol, et tout l'appareil protégé par des écrans contre toute action électrostatique.

La conductibilité du gaz ainsi mesurée est considérablement accrue lors du passage de la lueur à l'endroit où se trouvent les électrodes. Elle a pour effet de fixer à un potentiel déterminé l'électrode isolée, quel que soit son potentiel primitif.

Elle n'est pas modifiée si, entre deux autres électrodes *a* et *b*, placées avant les électrodes *c* et *d*, on établit un voltage de 320 volts.

Ceci conduit M. Burke à supposer que le phénomène de phosphorescence est produit par des groupes moléculaires compliqués déterminés par l'étincelle, durant un certain temps; malgré le bombardement des autres molécules du gaz, à cause de la répulsion qu'ils

exerceraient sur elles, les groupes moléculaires détermineraient alors une conductibilité de nature électrolytique.

M. Burke signale l'analogie du phénomène d'accumulation d'énergie dans un gaz traversé par l'étincelle, énergie rendue sous forme de lumière phosphorescente à une pression déterminée, avec les phénomènes de thermoluminescence qui sont produits, comme l'a montré Wiedemann, non par les rayons ultra-violets de l'étincelle, mais par d'autres rayons, « rayons de décharge », pour lesquels les corps solides sont opaques.

Mais la conductibilité accompagnant la lueur ne peut pas s'expliquer par ces « rayons de décharge », qui se propagent avec la vitesse de la lumière, et M. Burke conçoit plutôt la lueur comme une « émanation » de particules phosphorescentes venant de l'étincelle, ne transportant pas de charge électrique, mais ionisant le gaz par leur passage et, par suite, le rendant conducteur. Cette « émanation » serait ainsi analogue, sous certains rapports, à l' « émanation » du thorium signalée par M. Rutherford.

En plaçant dans le tube qui prolonge le ballon un bouchon métallique percé d'un trou, M. Burke a essayé de voir si un aimant ou un champ électrostatique pouvait dévier la lueur, sans obtenir de résultats concluants.

E. Perreau.

D. BRACE. — The Observation of the Resolution of Light into its circular components in the Faraday « Effect » (Observation de la résolution de la lumière en ses composantes circulaires dans l'effet Faraday). — P. 464.

Un rayon se propageant dans un milieu actif normalement aux lignes de force ne subit aucune modification ; mais, si une réflexion le ramène dans la direction des lignes de force, l'effet Faraday intervient, et les deux circulaires de Fresnel, se propageant avec des vitesses différentes, prendront, après réflexion, des directions symétriques par rapport au rayon qui serait réfléchi sans changement de vitesse.

Plusieurs réflexions, ramenant alternativement les rayons perpendiculairement et parallèlement aux lignes de force, augmenteront la séparation et pourront la rendre observable.

Un faisceau de lumière naturelle jaune, provenant d'une fente fine, éloignée et normale aux lignes de force, traverse plusieurs fois un

système de deux prismes rectangles isocèles de verre de Faraday ($n = 1,903$), dont les faces hypoténuses sont parallèles au champ; ces faces sont séparées par une lame de mica dont les sections principales sont parallèle et perpendiculaire au champ, et dont l'épaisseur est choisie de manière à rendre la lumière circulaire après trois réflexions totales sur les faces, à 45°, du champ ; la lumière, après plusieurs séries de trois réflexions, est reçue dans une lunette parallèle au faisceau incident ; la traversée du mica, après la dernière réflexion de chaque série, la ramène à un état de polarisation presque rectiligne, et l'on voit dans la lunette trois images de la fente : une image centrale non polarisée, deux images latérales symétriques, d'intensité moitié moindre, polarisées à 90° l'une de l'autre ; le sens de la polarisation montre que c'est le circulaire tournant dans le sens des courants d'Ampère qui a pris l'avance.

Après cinq passages, pour un champ de 8.700 C. G. S. environ, l'angle apparent des deux lignes extrêmes était un peu supérieur à 1,5 minute. L'auteur conclut de ses expériences qu'un milieu actif ne peut transmettre dans la direction des lignes de force que des vibrations circulaires.

P. LUGOL.

A.-F. ZAHM. — Resistance of the Air at Speeds below one thousand Feet a Second (Résistance de l'air à des vitesses inférieures à 1.000 pieds par seconde). — P. 530.

On enregistre les époques de passage d'un boulet de bois lancé par un canon horizontal, en trois points de la partie rectiligne de sa trajectoire. Trois pinceaux lumineux très minces perpendiculaires à la trajectoire sont réfléchis par des prismes rectangles sur une plaque photographique, qui tombe quand le projectile part, et y tracent trois fines lignes parallèles ; ces lignes sont interrompues au moment où le boulet coupe le pinceau correspondant ; les mesures sont prises sur le cliché, à la machine à diviser.

Pour des vitesses comprises entre 100 et 350 mètres par seconde, a résistance est représentée par une formule donnée, en 1842, par le colonel Duchemin [1] :

$$R = av^2 + bv^3.$$

[1] *Les Lois de la résistance de l'air sur les projectiles.* — Le catalogue général de la librairie porte : *Recherches expérimentales sur les lois de la résistance des fluides* (Extrait du *Mémorial de l'Artillerie*).

On peut regretter que l'auteur ait cru devoir exprimer la masse des projectiles en grammes, les vitesses en pieds par seconde, et la résistance en livres anglaises. P. Lugol.

Emilio VILLARI. — How Air subjected to X rays loses its Discharging Property, and how it produces Electricity (Comment l'air soumis aux rayons X perd sa propriété de décharger les corps électrisés et comment il produit de l'électricité). — P. 535.

M. Villari a employé un dispositif expérimental qui lui a déjà servi pour une étude antérieure : une puissante bobine de Ruhmkorff est placée dans une grande cage de zinc reliée au sol. Un tube de Crookes, enfermé dans une petite cage en plomb à parois épaisses, actionné par la bobine, est aussi placé dans la grande cage en zinc. Les deux boîtes sont percées d'une ouverture en face de l'anticathode C, de manière que les rayons X puissent pénétrer dans un tube cylindrique en Pb (30 centimètres de long, 11 centimètres de diamètre) fermé du côté de C par une mince lame d'Al, et muni de deux tubes à chaque extrémité pour pouvoir faire passer un courant d'air.

L'air ainsi soumis aux rayons X était dirigé par des tubes sur un électroscope à simple feuille d'or, repéré au moyen d'une lamelle à micromètre.

On sait que l'air ainsi soumis aux rayons X décharge l'électroscope. M. Villari a étudié comment se perd cette propriété et observé qu'elle se perd plus facilement quand l'air passe dans un tube enroulé en hélice que dans un tube droit de même longueur, quelle que soit la matière du tube, et qu'elle se perd en grande partie quand le courant d'air passe sur des pinceaux ou paquets de longs fils fins de laiton contenus dans le tube en verre ou en métal dans lequel passe le courant d'air.

Il a fait, en outre, diverses expériences pour déterminer comment s'électrisent ces pièces métalliques sur lesquelles passe le courant d'air actif, a trouvé qu'elles sont électrisées ou positivement ou négativement jusqu'à 15 ou 20 volts, selon que l'air actif frotte contre elles avec force ou lentement.

On peut expliquer ces faits en supposant que le frottement de l'air sur les pièces métalliques détermine la production de quantités égales des deux électricités positive et négative, dont une charge la pièce métallique et dont l'autre ramène l'air actif à l'état d'air ordinaire. Perreau.

E.-J. RENDTORFF. — On Differential double refraction (De la double réfraction différentielle). — P. 539.

Le gypse, le mica, le spath d'Islande et le quartz ont été comparés par la méthode de Brace (1). On s'arrangeait toujours de manière à produire la coïncidence de deux bandes au milieu de l'intervalle de D_1D_2 ; l'*ordre* de la plaque est défini par l'ordre de la bande correspondante.

Le quartz (ordre 64) et le gypse (63) donnent un bon achromatisme dans le rouge; le gypse (101) et le quartz (99) entre le jaune et le bleu seulement; ces combinaisons de cristaux ne donnent jamais qu'un achromatisme partiel; on peut avoir une bonne coïncidence dans tout le spectre en associant le mica au gypse, ou le quartz au spath (mica 40 et gypse 35, quartz 222 et spath 212).

On aura un quart d'onde achromatique en croisant deux plaques d'ondes $\frac{N_1}{4(N_1 - N_2)}$ et $\frac{N_2}{4(N_1 - N_2)}$ taillées dans des cristaux donnant le maximum d'achromatisme pour les ondes N_1 et N_2 ; par exemple, un mica 2 et un gypse 1,75, ou un quartz 5,55 et un spath 5,30.

Dans une note additionnelle, M. Brace signale les erreurs qu'ont dû commettre, surtout pour les retards considérables, les observateurs et les constructeurs dans la détermination de l'ordre d'une lame cristalline par la méthode de comparaison avec une lame ou un coin de quartz, cette méthode n'étant correcte que si l'on connaît les ordres relatifs d'achromatisme des deux cristaux et si l'on en tient compte. Il critique à ce point de vue les expériences de M. Dufet sur la dispersion de double réfraction du gypse et leur applique une correction qui rapproche ses résultats de ceux de Von Lang et de Mouton (2). Il ajoute qu'un travail de revision des indices est actuellement en cours d'exécution dans son laboratoire. P. Lugol.

WOOD. — On the Production of a Bright Line Spectrum by Anomalous Dispersion and its Application the « Flash spectrum » (Production d'un spectre de raies brillantes par dispersion anomale et application au « Spectre obtenu au moment d'une éclipse de soleil »). — P. 551.

Julius a émis l'hypothèse que le spectre de raies brillantes obtenu lors d'une éclipse de soleil est produit par la lumière de la photos-

(1) *J. de Phys.*, 3e série, VIII, p. 712; 1899.
(2) *J. de Phys.*, 2e série, t. VII, pp. 297 et 305 ; 1888.

phère, réfractée d'une manière anomale par l'atmosphère de vapeurs métalliques entourant le soleil. Il montre en effet que cette lumière, ainsi réfractée d'une manière anomale, est formée d'ondes de longueurs presque identiques à celles que peuvent donner les vapeurs métalliques. Cette théorie rendrait compte du peu de profondeur apparente de la couche des vapeurs ainsi que de l'éclat extraordinaire des raies.

Cette dispersion anomale tiendrait à la diminution de l'indice de réfraction des vapeurs au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la surface du soleil et à ce fait que cet indice serait toujours très petit, sauf pour les radiations très voisines de celles absorbées par la vapeur.

M. Wood a essayé de reproduire un phénomène analogue au laboratoire.

Dans une première expérience, la flamme d'un bunsen où se trouve du sodium est écrasée au moyen d'une plaque de plâtre. Au bord de la flamme se trouve une petite boule sur laquelle on a concentré les rayons du soleil.

La petite boule fait l'effet de la photosphère du soleil, la flamme, celui de la couche de vapeurs métalliques. On reçoit la lumière dans une lunette munie d'un spectroscope à vision directe. En faisant descendre peu à peu la lunette, on voit d'abord le spectre habituel du soleil et celui de la flamme du sodium superposés, puis, pour une certaine hauteur, on ne voit plus que deux raies brillantes, jaunes, très voisines de D_1 et D_2, et déviées par rapport à elles du côté du bleu, raies qui disparaissent si on intercepte la lumière du soleil.

Dans une autre expérience, la lumière d'un arc est concentrée sur une fente horizontale, traverse encore la flamme d'un bunsen à sodium écrasée par une plaque métallique horizontale et tombe ensuite sur un spectroscope à vision directe qu'on peut élever ou abaisser.

On constate encore les mêmes résultats que ci-dessus.

M. Wood signale son intention d'opérer sur d'autres vapeurs et de comparer ces spectres ainsi obtenus aux spectres d'émission.

Il veut aussi déterminer d'une façon plus exacte l'indice de réfraction des vapeurs, en employant des prismes métalliques de 45 centimètres munis de fenêtres en mica, dans lesquels on pourra vaporiser des métaux par la chaleur.

PERREAU.

QUIRINO MAJORANA. — On the relative luminous intensities of Sun and Sky (Intensités lumineuses relatives du soleil et du ciel). — P. 555.

L'auteur s'est proposé de mesurer, d'après une suggestion de lord Kelvin, le rapport r des quantités de lumière envoyées par le soleil et une région du ciel ayant même diamètre apparent. Son « photomètre céleste » juxtapose les images de deux écrans en verre poli, éclairés l'un par l'image du soleil formée dans le plan focal d'une petite lentille à court foyer L, l'autre par la lumière du ciel, dont on règle l'accès au moyen d'un diaphragme iris gradué, de manière à réaliser l'égalité d'éclairement.

La lecture de la division du diaphragme fait connaître le rapport r moyennant un tarage préalable de l'instrument. Pour l'effectuer, on remplace le soleil par une source S de faible étendue, placée à une distance assez grande D du premier foyer de L, et le ciel par un écran circulaire uniformément lumineux C, de diamètre assez grand par rapport à sa distance d au diaphragme; le rapport K des intensités I et i de S et de C a été déterminé à l'avance, ainsi que le rapport m de la surface utile de C à l'aire qui serait vue du diaphragme sous un angle de 32′; le rapport r est évidemment égal à

$$\frac{I}{D^2} \frac{i}{md^2} = mK \frac{d^2}{D^2};$$

on règle le diaphragme à l'égalité, et on lit la division n correspondante; C restant fixe, on répète l'opération pour différentes valeurs de D.

Les expériences ont été faites à Rome, à Catane et à l'observatoire de l'Etna. Aux faibles altitudes : 1° r varie avec la région du ciel examinée (un jour du mois d'août, vers onze heures du matin, $r = 357.000$ au voisinage immédiat du soleil, et $r = 98.000$ presque à l'horizon) ; 2° pour la région la moins lumineuse du ciel, r croît du lever du soleil jusque vers midi et décroît ensuite.

Au sommet de l'Etna, la valeur de r a été trouvée beaucoup plus grande ; elle est à peu près la même dans toutes les directions, sauf près de l'horizon ; elle augmente du matin au milieu du jour, mais beaucoup moins qu'aux faibles altitudes. Des résultats analogues ont été obtenus au mont Rosa par M. Gaudenziosella, au moyen d'un appareil plus simple.

Ces nombres montrent l'influence de la vapeur d'eau sur la luminosité du ciel.

De l'aveu de l'auteur, les nombres ne sont qu'approchés, à cause des conditions différentes dans lesquelles se font le tarage (sources à peu près de même teinte) et les observations (l'une des images est bleue, l'autre blanche ou rougeâtre); mais ils donnent en gros l'aspect du phénomène. P. Lugol.

C. BARUS. — On the change of colours of Clowdy Condensation with the number of available nuclei, and on the Effect of an Electrical Field (Variation de la couleur d'un nuage qui se condense avec le nombre des noyaux actifs, et effet d'un champ électrique). — P. 572.

Continuation d'anciennes expériences [1] avec un appareil modifié; on observe le nuage formé par un jet de vapeur annulaire sous l'action d'une poussière obtenue, en faisant passer sur du phosphore, maintenu à 25-30°, de l'air sec à des pressions différentes, et dont le tube d'amenée débouche à 1 centimètre environ au-dessus du jet. Une courbe reliant le nombre relatif des noyaux (estimé d'après le volume d'air passé par minute) et l'épaisseur d'air donnant les couleurs d'interférence observées est joint au mémoire.

Pour examiner le rôle des noyaux dans la conduction du courant qui va de l'une à l'autre armature d'un condensateur tubulaire traversé par le courant d'air (courant proportionnel au volume d'air qui passe par seconde), l'auteur dispose un appareil condensateur sur son appareil; la charge et la décharge du condensateur, même pour une valeur élevée du champ (2.100 volts par centimètre suivant le rayon), ne provoquent pas de changement appréciable dans la couleur observée; le courant n'entraîne donc qu'un nombre insignifiant de noyaux, comparé à leur nombre total.

P. Lugol.

WOOD. — On the Propagation of Cusped Waves and their Relation to the Primary and Secondary Focal Lines (Sur la propagation d'ondes en forme de cône volcanique et leur relation avec les lignes focales). — P. 589.

M. Wood étudie la propagation d'une onde plane réfléchie sur un miroir hémisphérique. Elle a alors la forme d'un cône volcanique.

---

[1] *J. Phys.*, 3e série, t. II, p. 426; 1893; — *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXVIII, p. 19; 1894.

On voit, en suivant la propagation, que la portion de l'onde qui a subi la réflexion donne une onde réfléchie à deux nappes, dont la supérieure est concave en haut, et l'inférieure concave en bas, et dont l'intersection dessine la caustique.

Les lignes focales étant perpendiculaires, il en résulte qu'entre les deux le front de l'onde est une surface concave le long d'un méridien et convexe le long d'un méridien perpendiculaire, et que, par suite, la paroi extérieure de l'onde en forme de cône volcanique, avant d'avoir traversé l'axe du miroir, représente le front de l'onde entre les deux lignes focales.

M. Wood a réalisé un modèle d'onde en forme de cône volcanique, en prenant un large tube en verre mince, fondant l'extrémité, l'aplatissant et soufflant ensuite légèrement dedans.

M. Wood a aussi, en argentant un verre hémisphérique, observé la propagation d'ondes sphériques, fournies par une lampe électrique focus mobile le long de l'axe du miroir concave, et montré la forme de l'onde réfléchie en coupant le faisceau réfléchi au moyen d'un verre dépoli. L'onde a alors la forme d'une soucoupe.

PERREAU.

RICHARDSON and LOWNDS. — The Magnetic Properties of the Alloys of Cast Iron and Aluminium (Propriétés magnétiques des alliages de fonte et d'aluminium). — P. 601. Cette étude fait suite à celle de M. Richardson (*Ph. Mag.*, janvier 1900; *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 218; 1900).

Les échantillons d'alliage de fer et d'Al étudiés contenaient : 3,34, 5,44, 9,89 0/0 d'Al. Ils avaient la forme d'un anneau entouré de papier d'amiante, sur lequel on avait enroulé une bobine primaire de 42 tours et une bobine secondaire en fil de cuivre destinées à aimanter le barreau et à mesurer l'induction par la méthode balistique.

Une autre bobine en fil de Pt de $0^{mm},5$ de diamètre, enroulée d'une façon non inductive, servait à l'échauffement du barreau dont on mesurait la température par la résistance d'un fil de Pt de $0^{mm},2$ de diamètre enroulé très près du barreau. Tous ces circuits étaient soigneusement isolés les uns des autres au moyen de papier d'amiante.

L'échantillon, ainsi muni de toutes ces bobines, était entouré de déchets d'amiante et placé dans un bain de sable. La température pouvait varier de 15 à 800° C.

On trouva les résultats suivants :

1° Tout d'abord, la perte par hystérésis diminue lorsque la température s'élève, puis elle croît, atteint une valeur maximum à 550° environ, température de 30° supérieure à la température du maximum d'induction. Si on continue à chauffer, la perte diminue très rapidement, pour devenir négligeable à 700° environ ;

2° Les propriétés magnétiques de l'échantillon dépendent beaucoup de son histoire antérieure ;

3° Il n'y a pas de différence essentielle entre la conduite de l'échantillon pendant l'échauffement ou le refroidissement (excepté au voisinage de la température de la perméabilité minimum) ;

4° Un accroissement brusque de la perméabilité a lieu à 625° (pendant l'échauffement), suivi par une égale brusque diminution, si on continue à chauffer ;

5° Ce changement brusque de la perméabilité est plus marqué quand la température descend que lorsqu'elle monte ;

6° Des échauffements et des refroidissements successifs diminuent la perméabilité de l'échantillon (effet probablement dû à la désagrégation) ;

7° La courbe donnant la température du minimum de perméabilité en fonction du pourcentage d'Al est une ligne droite.

MM. Richardson et Lownds ont pensé que ces propriétés magnétiques peuvent s'expliquer en supposant que ces alliages sont formés de cristaux noyés dans l'eau-mère solidifiée. Un examen microscopique des échantillons a vérifié cette hypothèse. Plusieurs photographies d'échantillons à surface polie, puis attaquée ensuite par l'acide azotique dilué, montrent nettement la présence des cristaux.

PERREAU.

WOOD. — On Cyanin Prisms and a New Method of exhibiting Anomalous Dispersion (Sur des prismes en cyanine et sur une nouvelle méthode pour montrer la dispersion anomale). — P. 624.

M. Wood indique qu'il a pu obtenir, en pressant de la couleur de cyanine fondue entre deux lames de verre, obtenir des prismes de plus de 1 degré laissant passer beaucoup de lumière verte et montrant, par suite, un beau spectre de dispersion anomale, large bande montrant les couleurs dans l'ordre vert, bleu, violet, rouge, orange. M. Wood donne quelques indications sur la technique nécessaire pour réussir ces prismes.

M. Wood indique aussi qu'il a observé la dispersion anomale produite par ces prismes de cyanine en regardant un arc électrique à travers un réseau et un prisme placés de manière à donner des spectres croisés. On obtient aussi directement la courbe de dispersion anomale.

PERREAU.

WOOD. — A Mica Echelon Grating (Sur un réseau à échelons en mica). — P. 627.

M. Wood a construit un réseau à échelons avec des lames minces de mica au lieu de lames épaisses de verre, comme celles employées par Michelson.

Ces lames de mica produisaient un retard de 50 longueurs d'onde de la raie D du sodium. Neuf étaient superposées de manière à constituer un escalier dont chaque marche aurait $0^{mm},5$ de largeur et $50\lambda_D$ d'épaisseur.

Ce réseau a un pouvoir séparateur d'environ 500, de sorte qu'on a pu avec lui séparer les deux raies jaunes de la vapeur de mercure.

M. Wood indique diverses expériences à faire avec ce réseau : éclairer la fente du collimateur avec un spectre continu et étudier la variation du pouvoir séparateur avec la longueur d'onde ; éclairer la fente avec la lumière blanche et observer dans la lunette le spectre continu de la lumière qui, après avoir traversé le réseau, est dispersée par un prisme.

PERREAU.

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. XXVIII. 1899.

RICHARDS et LEWIS. — Einige elektrochemische und thermochemische Verhältnisse des Zink-und Kadmium Amalgams (Quelques propriétés électro et thermochimiques des amalgames de zinc et de cadmium). — P. 1-23.

Deux amalgames d'un même métal à des concentrations différentes, réunis par une solution du sulfate de ce métal, forment une chaîne de concentration à laquelle doivent s'appliquer les formules de G. Meyer-Nernst et d'Helmholtz. Comme la chaleur d'amalgama-

tion est essentiellement constante, la formule d'Helmholtz peut s'intégrer et montre que la force électromotrice de la chaîne doit être une fonction linéaire de la température. Les mesures de force électromotrice faites par les auteurs avec les amalgames de zinc et de cadmium conduisent aux conclusions suivantes :

1° Aux dilutions faibles, les amalgames de zinc et de cadmium obéissent aux lois des solutions étendues ; la formule d'Helmholtz permet de calculer la chaleur d'amalgamation ;

2° Le métal pur et l'amalgame saturé donnent avec un électrolyte le même potentiel dans le cas du zinc, une différence de $\frac{1}{20}$ de volt dans le cas du cadmium.

PALMAER. — Chemischer Nachweiss der Konzentrations änderungen bei Tropfelektroden (Démonstration chimique des variations de concentration dans les électrodes à gouttes). — P. 257-280.

L'auteur a déjà mis en évidence, par des mesures de force électromotrice [1] la variation de concentration des ions au contact d'un métal avec un liquide en circuit ouvert. Ce fait, capital au point de vue de l'origine des forces électromotrices des chaînes, est vérifié par des procédés purement chimiques.

L'électrolyte était une solution $\frac{4}{10.000}$ normale d'azotate mercureux. Les variations de concentration étaient évaluées par des dosages volumétriques avec l'hydrogène sulfuré et l'indigo.

CHEYNE-GORDON. — Die Kontakt Potentiale zwischen Metallen und geschmolzenen Salzen und die Dissociation geschmolzener Salze (Différences de potentiel au contact entre les métaux et les sels fondus et dissociation des sels fondus). — P. 302-313.

La formule de Nernst donnant la force électromotrice d'une chaîne de concentration faite avec des solutions diluées $\left(E = \frac{RT}{n} \log \frac{C_1}{C_2}\right)$ s'applique aussi aux sels fondus. Les chaînes étudiées étaient du type :

$$Ag \mid x AgAzO^3 \text{ dans } \binom{K}{Na} AzO^3 \text{ fondu} \parallel y AgAzO^3 \text{ dans } \binom{K}{Na} AzO^3 \text{ fondu} \mid Ag.$$

---

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 278 ; 1899.

Aux concentrations supérieures à 10 0/0, on trouve des écarts notables ; ils tiennent à ce que la dissociation de l'azotate d'argent devient incomplète et permettent de calculer le degré de dissociation en appliquant la formule à la partie dissociée.

BARMWATER. — Ueber das Leitvermögen der Gemische von Elektrolyten (Conductibilité des mélanges d'électrolytes). — P. 424-431.

Pour les solutions d'un électrolyte, la conductibilité est regardée comme la somme des conductibilités de l'anion et du cation $k_{n} = u_{n} + v_{n}$. On peut admettre de même que, dans un mélange, la conductibilité sera la somme des conductibilités des ions composants. Pour vérifier cette relation, l'auteur calcule, au moyen de formules théoriques qu'il a précédemment établies, le degré de dissociation de chacun des électrolytes ; il en déduit les conductibilités k_{n} des composants ; la somme $k = \Sigma k_{n}$ diffère de moins de 1 0/0 de la conductibilité observée pour le mélange. Les expériences ont porté sur des mélanges de 2, 3, 4 électrolytes.

WILLY BEIN. — Einige Versuche über die Abhängigkeit der Ueberführungen von Salzen von der Beschaffenheit der Membranen (Recherches sur l'influence de la nature des membranes dans le transport des sels). — P. 439-453.

Une membrane, ou tout autre diaphragme, introduit des perturbations notables dans le transport des ions en solutions étendues : une membrane animale, par exemple, semble retenir le cation. Ce phénomène doit être attribué à ce que la membrane ou bien joue le rôle d'un acide en dissolvant et retenant les cations qui la traversent, ou bien se polarise et libère les cations à la façon d'une électrode. Pour toutes ces raisons, la plupart des membranes prennent en quelque sorte le caractère de membranes hémiperméables : elles diminuent notablement le nombre des cations qui traversent en un temps donné une section de la dissolution.

HITTORF et SALKOWSKI. — Ueber eine merkwürdige Klasse unorganischer Saüren und ihr elektrolytisches Verhalten (Sur une classe remarquable d'acides inorganiques et leurs propriétés électrolytiques). — P. 546-556.

On sait que la solution aqueuse de chlorure platinique se comporte comme un acide bibasique : $PtCl^4OH^2$. Les recherches de Kohl-

rausch [1] l'ont conduit à admettre que, dans l'électrolyse, H constitue le cation, $PtCl^4O$ l'anion. Les auteurs mesurent les vitesses de transport des ions dans les solutions de chlorure platinique et démontrent directement la formation des ions H et $PtCl^4O$ admise par Kohlrausch pour expliquer la nature des produits de l'électrolyse.

Les solutions de chlorure d'or $AuCl^3$ se comportent exactement comme les solutions de chlorure de platine; les produits de l'électrolyse et les vitesses de transport démontrent que l'on a en solution un acide bibasique $AuCl^3OH^2$.

Ces deux chlorures constituent des termes intermédiaires, vraisemblablement plus nombreux, entre les chlorures métalliques et les chlorures acides. Tandis que ceux-ci sont immédiatement décomposés par l'eau en HCl et acide oxygéné, pour les chlorures de platine et d'or cette décomposition n'a lieu qu'en présence des oxydes basiques forts et exige un temps mesurable.

Hans EULER. — Ueber den Zusammenhang zwischen der dissociierenden Kraft, den Dielektrizitätskonstanten und der molecularen Beschaffenheit von Flussigkeiten (Relation entre le pouvoir dissociant, les constantes diélectriques et les propriétés moléculaires des liquides). — P. 619-629.

Dans des mémoires récents, MM. Dutoit, Aston et Friderich [2] considèrent comme établi qu'il existe une relation générale entre la polymérisation d'un dissolvant et son pouvoir dissociant. Cette relation est, dans la plupart des cas, d'accord avec la règle établie par Nernst, qui rattache le pouvoir de dissociation à la grandeur de la constante diélectrique, car les corps polymérisés présentent presque toujours des constantes diélectriques élevées. Il existe cependant des corps non polymérisés qui ont une constante diélectrique élevée et des corps polymérisés qui ont une faible constante diélectrique; l'étude des conductibilités des sels dans ces dissolvants permettrait d'infirmer l'une ou l'autre hypothèse.

Les auteurs ont déterminé la conductibilité de sels halogènes (KI, NaI, NaB, KCl) dans le nitrobenzol, le benzonitrile, le furfurol, corps non associés de grande constante diélectrique. Ces dissolutions sont conductrices. Au contraire, les mêmes sels dissous dans les acides butyrique, isobutyrique et valérianique, corps polymérisés de faible

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 302; 1898.
(2) *C. R.*, t. CXX, p. 240; et *Bull. Soc. chim.*, t. XIX, p. 321.

constante diélectrique, donnent des conductibilités moléculaires plus de 1.000 fois plus petites. Le pouvoir dissociant est donc bien lié à la constante diélectrique, conformément à la règle de Nernst, non pas au degré de polymérisation.

Dans un cas (NaI dans le benzonitrile), la conductibilité moléculaire diminue quand la dilution augmente. L'auteur essaye de montrer que ce fait est la conséquence d'une action des ions qui fait croître le pouvoir dissociant, probablement sous l'influence des charges électrostatiques. Cette action entrerait en jeu dans tous les dissolvants et permet d'expliquer les écarts à la loi de dilution d'Ostwald.

Hugo KAUFFMANN. — Studien über elektrische Schwingungen (Etudes sur les oscillations électriques). — P. 673-708.

Drude a montré que le groupe hydroxyle OH et quelques autres donnent aux corps dans la constitution desquels ils entrent la propriété d'absorber les ondes électriques. L'auteur a fait un grand nombre d'essais comparatifs pour chercher une relation entre l'absorption des ondes électriques et la constitution chimique; il a étudié la luminescence des vapeurs sous l'action des oscillations de Tesla. L'intensité d'illumination donne une image approximative de la grandeur de l'absorption. Les molécules des corps qui absorbent les oscillations électriques contiennent toujours des liaisons peu stables; il y a une stabilité *critique* pour laquelle l'absorption passe par un maximum.

E. COHEN. — Zur Kenntniss der inneren Widerstandes der Normalelemente (Résistance intérieure des éléments étalons). — P. 723-737.

Les variations de résistance intérieure des éléments Clark ou Weston sont dues à la formation ou au déplacement des cristaux de sulfate. Un élément ne contenant pas de cristaux a, pour chaque température, une résistance constante et proportionnelle à la résistance de la dissolution.

J. GUINCHANT.

Supplément au *Journal de Physique Théorique et Appliquée.*
Décembre 1901.

TABLE ANALYTIQUE ET PAR NOMS D'AUTEURS DES TRENTE PREMIERS VOLUMES DU *JOURNAL DE PHYSIQUE*, 1872-1901.

Vers la fin de janvier 1902, paraîtra la table par noms d'auteurs et la table analytique des matières des trois premières séries du *Journal de Physique*. Elle formera un volume d'environ 450 pages et sera mise en vente au prix de 10 francs.

Les lecteurs du journal sont prévenus que, contrairement à ce qui avait été fait pour la première et la seconde série, *le tome X de la troisième série ne comportera que les tables par noms d'auteurs et analytique des matières, de l'année courante* et non de la série entière.

En ce qui concerne la première et la seconde série, la table actuelle ne fera nullement double emploi, pour les personnes qui ont à leur disposition la collection entière du *Journal*. La nécessité de ne pas trop grossir les volumes avait obligé à abréger les titres dans les tables finales, de telle sorte qu'il devenait parfois difficile de deviner le véritable objet d'un mémoire, sans recourir au volume qui le contient. D'ailleurs les rubriques qui ont servi au classement se sont modifiées d'une série à l'autre, avec les progrès de la science, et, pour certaines recherches, il en résulte une véritable difficulté pour se servir utilement de ces anciennes tables.

On s'est astreint, pour la préparation des nouvelles, à ne faire aucun usage des anciennes, c'est-à-dire qu'elles ont été constituées à nouveau, au moyen des mémoires originaux eux-mêmes. Pour mener à bien un travail aussi considérable, nous avons dû faire appel à la bonne volonté d'un assez grand nombre de nos rédacteurs qui, pour la table analytique, se sont chargés chacun de la branche de science qui lui est le plus familière. La revision des épreuves a été faite avec un soin extrême, de manière à éviter toute omission.

En offrant au public cette table, nous espérons fournir aux physiciens qui ont pris l'habitude de faire du *Journal de Physique* l'un de leurs principaux instruments de travail, une œuvre bien coordonnée et complète, d'où les erreurs d'indication, que nous avons tout fait pour éviter, seront, suivant toute apparence, complètement exclues.

CONTROVERSE SUR LA QUESTION DES EFFETS MAGNÉTIQUES DE LA CONVECTION ÉLECTRIQUE AU CONGRÈS DE L'ASSOCIATION BRITANNIQUE, A GLASGOW ;

Par M. Henri BÉNARD.

Le Congrès de la *British Association* s'est tenu en septembre 1901, à Glasgow. Nous avons prié notre collaborateur, M. H. Bénard, qui y assistait, de suivre avec soin la discussion qui devait s'engager au sujet des expériences de M. Crémieu. Il nous résume cette discussion dans une lettre, dont nous donnons les extraits suivants.

Nous publions à la suite une analyse détaillée de la réplique de M. Crémieu à M. Wilson (*Phil. Mag.*, t. II. p. 235), de l'article de M. Pender, et d'une nouvelle réponse de M. Wilson.

B. B.

Glasgow, 13 septembre 1901.

Les lecteurs du *Journal de Physique* connaissent toute la série des expériences de M. Crémieu et les discussions qui ont été soulevées à ce sujet. Spécialement invité par les physiciens anglais, M. Crémieu est allé exposer ses recherches au Congrès de la *British Association*, à Glasgow. Cet exposé reproduit en substance l'article paru dans le numéro d'août du *Journal*. Il insiste particulièrement sur ce fait que ses recherches ont été purement expérimentales, et qu'aucune idée théorique n'a pu influencer *a priori* son opinion au sujet de l'existence de ces effets.

La communication a été suivie d'une discussion à laquelle ont pris part :

MM. H.-A. Wilson ;
Prof. J. Larmor ;
Prof. A. Schuster ;
Prof. A. Gray ;
W.-M. Hicks ;
Prof. Glazebrook ;
Prof. Silvanus P. Thomson ;
Lord Kelvin.

1° H.-A. Wilson reproduit les critiques contenues dans son article du *Phil. Mag.*, juillet 1901 (1), et dans celui de M. Harold Pender (août 1901) (2), auxquelles M. Crémieu a déjà répondu en partie (*Phil. Mag.*, août 1901) (3). Ces critiques portent, on le sait, sur le rôle des

(1) *J. de Phys.*, ce vol., p. 630.
(2) *J. de Phys.*, ce vol., p. 521.
(3) *J. de Phys.*, ce vol. Voir plus bas, p. 519.

secteurs fixes formant l'armature externe des disques tournants, et, d'autre part, sur la possibilité de l'existence de deux charges égales et de signe contraire fixées sur chacune des faces du diélectrique employé pour protéger la dorure des disques;

2° J. Larmor rappelle que, lors de l'expérience de Rowland, ne pouvant comprendre comment la charge est entraînée si le disque n'est pas divisé en secteurs, il avait écrit à ce sujet à Rowland, qui lui répondit que le disque n'était pas divisé. Sans admettre la critique de H.-A. Wilson, il déclare toutefois qu'il réclamera de la part de M. Crémieu beaucoup plus d'évidence que de la part de ses contradicteurs pour être convaincu;

3° A. Schuster, à propos de l'expérience directe de Crémieu, réalisée avec des grains de sable chargés, qu'un courant de gaz carbonique entraîne, expose qu'il a essayé de voir si un flux de ce genre, réalisé avec des gouttelettes liquides, serait dévié par un aimant. La difficulté de l'expérience lui fit renoncer à cette tentative; mais il est persuadé que c'est dans cette voie qu'il faut chercher la solution. Il n'admet pas non plus la critique de H.-A. Wilson au sujet des phénomènes d'influence entre les bords voisins des secteurs fixes successifs: l'épaisseur des feuilles d'étain, très faible par rapport à leur largeur, devait rendre absolument négligeable la capacité électrostatique qui interviendrait dans l'hypothèse de H.-A. Wilson;

4° A. Gray déclare avoir fait une expérience préliminaire pour étudier les meilleures conditions dans lesquelles on devrait se placer pour répéter l'expérience d'induction de Crémieu: le résultat en a été négatif; mais M. Gray n'y attache pas d'importance. Il trouve tout à fait remarquable l'approximation obtenue pour les valeurs de c, déduites de l'expérience de Rowland et, récemment, de celles de H. Pender et E.-P. Adams. Cet accord lui semble inexplicable par des erreurs systématiques;

6° Lord Kelvin est *certain* que l'électricité en mouvement crée un champ magnétique: comme le professeur A. Gray, il trouve extrêmement probant l'accord quantitatif des expériences de Rowland et de Pender. En terminant, il déclare que la question est seulement posée et qu'il faut réclamer un grand nombre d'expériences, le plus simples possible, pour en tirer la vérité;

7° Crémieu fait remarquer, d'une part, que son expérience des courants ouverts répond d'elle-même à l'objection de M. Pender: si le disque portait deux charges égales et de signe contraire, le débit

serait nul entre les balais reliés au galvanomètre. Cet effet a été parfois constaté par lui ; mais on en est immédiatement averti. D'autre part, l'accord entre les valeurs obtenues pour v, dans les expériences de Rowland et de Pender, ne lui paraît pas avoir le poids qu'on lui attribue. Les quantités d'électricité statique mises en jeu pour le fonctionnement des appareils étant du même ordre que l'intensité calculée, il suffit de la moindre perte pour que des courants de conduction réels prennent naissance, dont les effets seront voisins de ceux qu'on attend de la convection.

CRÉMIEU. — Reply (Réponse à M. Harold-A. Wilson) [1]. — *Philos. Magaz.*, II, p. 235.

M. Wilson insistait surtout sur ce que l'action magnétique d'une convection électrique et sa réciproque, l'action électrostatique d'une convection magnétique, expliquent si simplement divers phénomènes, entre autres la déviation des rayons cathodiques par un aimant, l'effet Hall dans les électrolytes gazeux ; qu'il est plus naturel d'attribuer les résultats négatifs des expériences de M. Crémieu aux méthodes employées qu'à la non-existence de ces actions.

Dans l'expérience où M. Crémieu cherchait à déceler l'action électrostatique d'un champ magnétique variable, un disque circulaire AB fixé à une monture rectangulaire ABCD était suspendu par un fil E et entourait un électro-aimant vertical NS. On chargeait le disque par le fil E. Pendant une expérience, on renversait alternativement le courant magnétisant de l'aimant et la charge du disque. M. Crémieu n'observa aucune rotation du disque. M. Wilson voit l'explication de ce résultat négatif dans la présence du courant dans la monture ABCD, lors du renversement de la charge du disque.

L'aimant produit sur ce courant un couple électro-magnétique qu'il est facile de calculer et qu'on trouve égal et de signe contraire à celui supposé sur le disque.

De sorte que, d'après M. Wilson, comme l'action électro-magnétique de l'aimant sur le courant existe rarement, le résultat négatif

---

[1] On trouvera une brève analyse de ces critiques de M. Wilson à la page 630 de ce volume. On y insiste un peu plus ici, pour permettre de mieux suivre la discussion.

de M. Crémieu prouve l'existence d'une action électrostatique de l'aimant sur le disque chargé précisément égale à celle calculée d'après l'hypothèse admise jusqu'ici.

A cela, M. Crémieu répond qu'il a employé un *solénoïde fermé*, ne produisant, comme on sait, aucune action électromagnétique extérieure, et que, par suite, l'objection de M. Wilson tombe.

M. Wilson examine ensuite et compare les expériences de Rowland-Hutchinson et de Crémieu, sur l'effet magnétique d'une convection électrique.

Dans les deux expériences, un disque en ébonite C, recouvert d'une feuille d'or divisée en secteurs, tourne en face d'un disque parallèle B en mica, également recouvert d'une feuille d'or divisée en secteurs. Entre deux systèmes identiques se trouve placé le système d'aiguilles astatiques.

En outre, dans le dispositif de Crémieu, les disques étaient placés dans un tambour A, en laiton, pour supprimer toute action électrostatique. M. Wilson croit que les résultats négatifs de Crémieu sont dus précisément à ce tambour et au mauvais isolement des secteurs.

Examinant ce que deviennent les lignes de force lors de la rotation du disque, il note avec le tambour la production de deux courants égaux et de sens contraire sur la face intérieure de A et sur la face extérieure de B, puis deux courants égaux et de sens contraire sur la face intérieure de B et sur le disque C. Le système, par suite, ne doit donner aucune action magnétique extérieure, comme l'a constaté M. Crémieu.

Si le tambour n'existe pas, comme dans l'expérience Rowland-Hutchinson, il n'en est plus de même ; si les secteurs sont bien isolés, les lignes de force se ferment en allant d'un secteur fixe à l'autre, de sorte que ces secteurs fixes sont le siège de deux courants égaux et de signes contraires, qui se neutralisent, et qu'il ne reste plus que l'action du disque tournant.

Si les secteurs sont mal isolés, les lignes de force, au lieu d'aller d'un secteur à l'autre, glissent sur le disque, et l'action du courant produit par le disque tournant est contre-balancée en tout ou en partie par le courant ainsi produit sur le plateau fixe.

A cela, M. Crémieu répond qu'il a vérifié l'isolement des secteurs et que l'étude des notes de Rowland-Hutchinson-Hinsted lui fait plutôt soupçonner l'isolement de leurs secteurs soit fixes, soit mobiles, et que, de plus, il a retrouvé les mêmes résultats dans deux

expériences ultérieures où les *secteurs fixes étaient complètement supprimés*.

E. PERREAU.

HAROLD PENDER. — On the Magnetic Effect of Electrical Convection (Action magnétique d'une convection électrique). — *Philos. Magaz.*, t. II, p. 179.

M. Pender fait d'abord un historique de la question en donnant une courte analyse des diverses expériences faites à ce sujet. Il signale que Rowland attribuait l'insuccès de M. Crémieu soit à une décharge du disque tournant, soit à une charge acquise de signe contraire, déposée sur le diélectrique, dans le cas où le disque était recouvert de caoutchouc. Ces perturbations tiendraient, d'après Rowland, au voilement produit par la rotation du disque, occasionnant ainsi des décharges qu'on n'obtient pas au repos.

M. Pender s'est alors proposé, sous la direction de Rowland, de refaire la première expérience de Crémieu, qui consiste à mesurer le courant induit dans une bobine par le renversement du courant de convection dû à un disque tournant chargé, en évitant les objections signalées et en se mettant à l'abri des diverses causes d'erreur, qui tiennent principalement : 1° aux perturbations mécaniques dues à la rapide rotation des disques; 2° à l'action électrostatique directe du disque chargé ; 3° aux perturbations magnétiques extérieures.

La grande sensibilité du galvanomètre l'obligea à faire les mesures de 1h,30 à 5 heures du matin avant le passage des tramways.

Les disques D, D étaient de micanite (épaisseur : 0,356 centimètre; diamètre : 30,4 centimètres), dorés sur chaque face, montés sur des noyaux d'ébonite tournant autour de deux axes horizontaux indépendants dans le prolongement l'un de l'autre. Chaque disque est placé entre deux plaques, *c*, *c*, de condensation, formées par des anneaux de laiton collés sur des plaques d'ébonite de 40 centimètres carrés (diamètre extérieur : 40 centimètres ; diamètre intérieur : 10 centimètres). On peut varier la distance des disques et des plaques à volonté et régler leur parallélisme.

Chaque disque est muni d'un compteur de tours. Il est chargé par un balai en laiton mince, fixé à C, qui frotte sur un anneau en laiton fixé au noyau d'ébonite.

La bobine (diamètre moyen : 30 centimètres ; largeur : 3,8 ; épaisseur : 1,27 ; nombre de tours : 1.295 ; résistance : 140 ω ; fil 21 B et S)

était suspendue librement, indépendante entre les deux plaques intérieures, de manière à ne subir aucune action mécanique.

Tout le circuit, bobine, fil, galvanomètre, était disposé de manière à être à l'intérieur d'un écran électrostatique en communication avec la terre.

Le galvanomètre, très sensible, était à aiguille astatique à quatre bobines, de faible résistance, 58,4 ω. Avec les aimants compensateurs, on pourrait amener la période à 25 secondes, auquel cas un courant de 10^{-10} ampères donnait une déviation de 1 millimètre sur l'échelle placée à 1m,10. L'aiguille était amortie. Le galvanomètre était placé sur un support fixe et protégé magnétiquement par trois enveloppes de fer doux.

Le disque était chargé par une machine de Voss (diamètre des plateaux : 50 centimètres), dont chaque pôle communiquait avec les armatures intérieures d'une batterie de trois bouteilles de Leyde, dont les armatures extérieures étaient reliées au sol.

Un commutateur tournant renversait la charge du disque 12 à 20 fois par seconde. En même temps, il faisait fonctionner un commutateur qui intervertissait les communications des bornes de la bobine et des bornes du galvanomètre. Ces communications se faisaient entre tige et ressort d'argent, pour éviter tout contact thermoélectrique.

Tous les appareils étaient installés de manière à atteindre le triple but signalé.

La marche d'une expérience était la suivante :

Si les disques tournent dans un certain sens, on intercale le galvanomètre dans le circuit de la bobine. On note une déviation D. Si on change le signe de la charge, on note une déviation D dans l'autre sens. Si le galvanomètre reste continuellement en circuit, on doit donc avoir une déviation 2D changeant de sens avec l'ordre du changement de signe des disques.

L'expérience a démontré une déviation 2D = 30 à 80 millimètres, suivant les conditions, et toujours dans le sens indiqué par la règle d'Ampère.

M. Pender avait disposé son expérience de manière à pouvoir en faire une expérience quantitative. Un calcul simple montre que la déviation D est donnée par la formule :

$$D = \frac{16\pi NK}{r} \int_{R_1}^{R_2} \sigma r M dr.$$

$2N'K$ = déviation donnée par un courant unité changeant c fois de sens par seconde, comme la charge du disque.

N = nombre de tours du disque par seconde.

σ = densité de la charge du disque au point distant de r du centre.

M = moyenne valeur de 4 valeurs de M' = inductance mutuelle de l'anneau de rayon r, d'épaisseur dr et de la bobine ; R_1, R_2, rayons intérieur et extérieur du disque.

v = rapport des unités électrostatiques et électromagnétiques.

En tenant compte que σ n'est plus le même au bord et au centre, on arrive à la formule :

$$v = \frac{4VNK}{(B - \beta)D} \left\{ \int_{R_1}^{R_2} rMdr \times \frac{R\beta}{\pi} \log_e \left(2 \cos \frac{\pi\beta}{2\beta} \right) M_{R_1} \right\}$$

V = différence de potentiel du disque et des plateaux voisins.

B = distance entre les plateaux ; β = épaisseur du disque.

Au lieu de calculer la parenthèse, M. Pender indique le procédé expérimental employé pour en avoir une valeur approchée et qui consiste essentiellement à remplacer le disque par une série de douze bobines plates d'un tour chacune, collées sur un disque plat, dans lesquelles on fait passer un courant connu qu'on peut renverser. On produit ainsi un courant d'induction dans la bobine qu'on mesure.

La différence de potentiel V était mesurée avec un électromètre absolu déjà employé par Rowland et Hutchinson.

Les diverses valeurs de v calculées varient entre 2,75 et 3,23 avec une moyenne de $2,96 - 10^{10}$.

L'accord de l'expérience et de l'hypothèse de l'existence de l'action magnétique d'une convection électrique est donc aussi satisfaisant que possible.

M. Pender signale, en outre, avoir trouvé le même résultat quand les surfaces des disques et des plateaux sont partagés en secteurs, ce qui exclut l'hypothèse qu'auparavant l'action magnétique observée pourrait être due à des courants de conduction dans les surfaces métalliques.

M. Pender trouve donc ainsi, en refaisant la même expérience que M. Crémieu, un résultat tout à fait opposé.

E. Perreau.

HAROL.-AD. WILSON. — The Magnetic Effect of Electric Convection (L'effet magnétique de la convection électrique). — T. II, p. 319-320.

M. Wilson répond à son tour. Il reconnait avoir représenté à tort M. Crémieu comme se servant d'un simple barreau aimanté, alors qu'il emploie actuellement un circuit magnétique rectangulaire en fer avec des bobines magnétisantes sur l'un de ses côtés. Mais cette circonstance ne modifie pas la portée de l'objection. Il lui paraît aisé de voir, d'après les données mêmes de M. Crémieu, qu'à peu près toutes les lignes de force magnétique, dans son appareil, doivent passer à travers l'air et non autour du rectangle de fer, comme il le suppose. Par suite, l'objection de M. Wilson conserve sa valeur; et, en fait, cette expérience, si elle prouve quelque chose, prouve que la force électromotrice due à la variation de l'induction magnétique doit agir sur une charge statique. M. Wilson estime que, si M. Crémieu répétait cette expérience en employant seulement un barreau aimanté, au lieu de son rectangle, il n'obtiendrait encore aucun effet, tandis que, si l'effet en question n'existait pas, on devrait obtenir une déviation due à l'action du champ magnétique sur le courant, quand le disque est chargé.

Au sujet de l'expérience des courants ouverts, M. Wilson pense que le potentiel employé (environ 115 unités électrostatiques) suffirait à produire une étincelle de 1 centimètre de long, de telle sorte qu'une décharge par aigrette pouvait atteindre l'ébonite et donner sur la face en regard du secteur fixe une charge égale et opposée à celle qui est induite sur les secteurs mobiles. Par conséquent, la charge totale du disque serait nulle, et aucun champ magnétique ne pourrait être produit.

SUR LES FAUX ÉQUILIBRES CHIMIQUES[1];

(Suite)

Par M. L. MARCHIS.

Dans la première partie de ce travail, publiée dans le *Journal de Physique* [2], nous avons étudié les conditions dans lesquelles le système (A + B) formé du système A, susceptible de se transformer en le système B avec dégagement de chaleur, se trouve à l'état d'équilibre, qu'il s'agisse soit d'un équilibre véritable, soit d'un faux équilibre. Dans cet article, nous allons traiter les phénomènes dynamiques qui accompagnent les changements de composition et de température.

Vitesse d'une réaction. — Considérons le système (A + B) et, pour fixer les idées, supposons que la réaction qui s'y produit soit une réaction exothermique, c'est-à-dire une transformation du type A ⇛→ B. A un instant t, le système renferme une masse m du corps B; cette masse croît avec le temps, en sorte qu'à un instant t' postérieur à t, cette masse a une valeur $m' > m$. Le rapport $\frac{m' - m}{t' - t}$ est ce que l'on nomme la *vitesse moyenne* de la réaction A ⇛→ B. entre les instants t et t'. La limite vers laquelle tend ce rapport quand $t' - t$ tend vers zéro, est la *vitesse de la réaction* A ⇛→ B *à l'instant t*.

Accélération d'une réaction. — Soit v la vitesse de la réaction A ⇛→ B à l'instant t, et v' la vitesse de la même réaction à l'instant postérieur à t, le rapport $\frac{v' - v}{t' - t}$ est l'*accélération moyenne* de la réaction entre les instants t et t'; la limite vers laquelle tend ce rapport, lorsque $t' - t$ tend vers zéro, est l'*accélération de la réaction à l'instant t*.

Influence de la composition du système sur la vitesse de réaction. — L'étude que nous avons faite de la réaction A ⇛→ B, dans la première partie de ce travail, permet d'énoncer les propositions suivantes:

1° *La vitesse de la réaction* A ⇛→ B *diminue au fur et à mesure qu'augmente la masse m du corps* B.

---

(1) Cet article n'est que la traduction en langage ordinaire de la théorie développée par M. Duhem dans le tome I de son *Traité élémentaire de Mécanique chimique fondée sur la Thermodynamique*, p. 246 à 280.

(2) 3e série, t. IX. p. 329; 1900.

2° *Si la valeur μ de la masse m correspond à un état d'équilibre du système, la vitesse de réaction tend vers 0 lorsque m tend vers μ.*

Toute réaction isothermique est une réaction modérée. — Considérons la réaction A ⟶ B, qui se produit à température constante et à volume constant, par exemple. A l'instant t, m est la masse du corps B et v la vitesse de réaction; à l'instant t', postérieur à t, ces grandeurs ont pour valeurs respectives m' et v'. La masse m' est supérieure à m et, par suite, v' est plus petit que v.

Lorsqu'on maintient invariable la température T *du système (réaction isothermique et qu'on laisse constant soit le volume qu'occupe le système, soit la pression qu'il supporte, la vitesse de la réaction dont il est le siège diminue d'un instant à l'instant suivant.*

Nous nommerons RÉACTION MODÉRÉE une réaction dont la vitesse diminue. Nous pourrons dire alors que :

Toute réaction isothermique accomplie soit sous volume constant, soit sous pression constante, est une réaction modérée.

L'accélération d'une réaction modérée est négative. — Si v est la vitesse d'une réaction à l'instant t et $v + \frac{dv}{dt}dt$ sa vitesse à l'instant $t + dt$, le rapport $\frac{dv}{dt}$ est l'accélération à l'instant t, et on peut énoncer la proposition suivante :

Une réaction qui est MODÉRÉE *à l'instant t a une accélération* NÉGATIVE *à cet instant.*

Influence de la température sur la vitesse de réaction. — Supposons que la transformation A ⟶ B soit du type $H^2 + S$ ⟶ H^2S que nous avons étudiée dans notre premier article. Aux températures inférieures à Θ, la réaction est limitée par une valeur μ de m, qui croît avec la température; aux températures comprises entre Θ et Θ_1, la réaction est pratiquement limitée et ne s'arrête que lorsque le corps A est complètement transformé dans le corps B. Dans ces limites de température, on peut énoncer la loi suivante, qui résulte de l'expérience :

Toutes choses égales d'ailleurs et, en particulier, la composition du système correspondant à une même valeur de m, la vitesse v de la transformation est d'autant plus grande que la température est plus élevée.

Cette loi est vraie pour une transformation A ⟶ B, telle que la réaction ne s'arrête que lorsque *la transformation est intégrale*, ou

qui, lorsqu'elle est limitée, a, dans les conditions où l'on opère, une limite μ *qui est indépendante de la température ou croît avec elle.* Mais elle peut devenir inexacte si la valeur μ diminue, tandis que la température T croît.

Imaginons, en effet, qu'aux températures T et T', $T' > T$, correspondent deux valeurs limites μ et μ' de m, $\mu' < \mu$, à la température T un système où $m = \mu'$ est le siège d'une certaine réaction dont la vitesse n'est pas nulle; au contraire, à la température T', un système où $m = \mu'$ est en équilibre, et la réaction a une vitesse nulle, c'est-à-dire plus petite que la vitesse de réaction à la température T.

Variation de la vitesse de réaction par suite d'un petit changement de composition et de température. — Soit v la vitesse de la réaction que l'on considère lorsque la masse du corps B a la valeur m et que la température a la valeur T. Si la masse m subissait *seule* une variation positive dm, la vitesse subirait une augmentation Kdm, K étant un coefficient dont la valeur dépend de la masse m, de la température T, et des autres conditions dans lesquelles se trouve le système. Une augmentation de la masse m produit toujours, si on ne fait varier ni la température ni les autres conditions dans lesquelles se trouve le système, une diminution de la vitesse v et inversement. On doit en conclure que *le coefficient* K *est toujours négatif.*

Si la température subissait seule une petite variation dT, la vitesse subirait un accroissement HdT; H étant un coefficient dont la valeur dépend de la masse m, de la température T et des autres conditions dans lesquelles se trouve le système. Nous savons que, *si la réaction n'est limitée que par la transformation complète, ou bien encore si la valeur* μ *de* m, *qui limite la réaction, ne diminue pas lorsque la température croît*, une augmentation de la température produit, toutes choses égales d'ailleurs, une augmentation de la vitesse de réaction. *Dans ces conditions, le coefficient* H *est positif.*

Si l'on impose en même temps à la masse m l'accroissement dm et à la température T l'accroissement dT, la vitesse v subit l'accroissement :

$$dv = Kdm + HdT. \tag{1}$$

Réactions isothermiques. — Si, dans la transformation considérée, $dT = 0$, et si l'on remarque que :

$$dm = vdt \qquad \text{et} \qquad dv = \gamma dt$$

on a

$$\gamma = K v. \tag{2}$$

Réactions adiabatiques. — Entre les instants t et $t + dt$, la masse du corps B varie de

$$dm = v dt.$$

Si cette réaction était effectuée à la température T, elle entraînerait une absorption de

$$- L dm = - L v dt \text{ calories,}$$

L *étant le nombre de calories dégagées par la réaction qui, dans les conditions où le système est placé, transformerait l'unité de masse de matière.*

Mais, pendant que la masse du système varie de dm, la température varie de dT ; si cette modification se produisait seule, elle absorberait une quantité de chaleur CdT ; C *étant la capacité calorifique totale du système dans les conditions où il est placé.*

La quantité totale de chaleur absorbée par le système a pour expression :

$$- L v dt + C dT,$$

qui est égale à zéro, si la réaction est adiabatique.

On en déduit :

$$dT = \frac{L}{C} v dt. \tag{3}$$

En reportant cette valeur dans l'équation (1), on trouve :

$$\gamma = \left(K + \frac{HL}{C}\right) v. \tag{4}$$

Réactions explosives. — Le coefficient $K + \frac{HL}{C}$ peut être positif ou négatif. En effet prenons une réaction du type $H^2 + S \longrightarrow H^2S$, et supposons la température inférieure à Θ. H est positif ; il en est de même de HL ; or K est négatif ; le signe du coefficient $K + HL$ peut donc être + ou —.

Quelles sont les propriétés de cette réaction si $K + \frac{HL}{C} > 0$?

L'accélération étant positive, la vitesse croît avec le temps : dès lors, comme on dit souvent, *la réaction s'emballe ;* en même temps, en vertu de l'égalité (3), *la température s'élève d'un instant à l'autre.*

On peut dire que ces deux propriétés sont les caractères auxquels on reconnait une *réaction explosive*, ou plutôt les chimistes nomment, en général, réaction explosive une réaction qui présente ces deux caractères à un très haut degré.

Mais, pour donner de ce terme, réaction explosive, une définition nette, nous conviendrons qu'il désignera dorénavant *une réaction dont l'accélération est positive et qui est accompagnée d'une élévation de température du système.*

Nous pourrons, dès lors, énoncer la proposition suivante :

Tandis qu'une réaction isothermique est forcément une réaction modérée, une réaction adiabatique peut être explosive.

Indétermination de la température qui rend une réaction explosive. — On voit par là que, *pour décider si une réaction est ou n'est pas explosive, il ne suffit pas d'indiquer la composition du système, sa température, la pression à laquelle il est soumis ou le volume qu'il occupe. Toutes ces conditions demeurant les mêmes, il peut se faire que la même réaction soit ou ne soit pas explosive; selon la loi qui régit les variations de température, une réaction explosive, si le système est enfermé dans une enceinte imperméable à la chaleur devient modérée si on la rend isothermique.*

On comprend, dès lors, que des auteurs divers, opérant par des procédés différents, puissent donner des indications très variables touchant les conditions en lesquelles une réaction devient explosive. Mitscherlich a trouvé que la combinaison de l'oxygène et de l'hydrogène devenait explosive à 774° ; MM. Mallard et Le Chatelier ont indiqué, pour ce phénomène, la température 550° environ ; MM. Armand Gautier et Hélier, en chauffant le mélange d'oxygène et d'hydrogène dans un vase de porcelaine rempli de fragments de porcelaine qui augmentaient la surface de chauffe et rendaient la réaction presque isothermique, ont pu reculer jusqu'à 825° la température à laquelle la formation de l'eau devient explosive. M. Berthelot [1] a en quelque sorte fait l'expérience inverse. Le chlorate de potasse ne détone pas sous l'influence d'un échauffement progressif, bien qu'il se décompose avec une grande vitesse et une élévation de température qui peut aller jusqu'à l'incandescence, lorsqu'on opère dans une petite cornue, chauffée à feu nu et contenant une centaine de grammes de matière ou davantage. Mais on peut le faire

---

[1] Berthelot, *C. R.*, 4 décembre 1899.

détoner sous la pression ordinaire, en vase ouvert et dans un gaz inerte en l'introduisant brusquement en très petite quantité au voisinage d'une paroi maintenue à une température beaucoup plus élevée que celle qui est nécessaire pour commencer la décomposition. L'expérience réussit également très bien avec l'acide picrique, que M. Berthelot a pu, dans ces conditions, faire détoner dans l'azote.

Restriction. — Pour aller plus loin dans l'étude des réactions explosives, il est nécessaire de faire la restriction suivante :

Dorénavant, *lorsque nous parlerons des conditions dans lesquelles une réaction devient explosive, nous supposerons toujours que le système est placé dans une enceinte imperméable à la chaleur.*

Stabilité et instabilité des faux équilibres limites. — Supposons, pour fixer les idées, que nous ayons à étudier une transformation du type $H^2 + S \rightarrow H^2S$. La région des faux équilibres est séparée de la région de réaction isothermique par une ligne *fc* qui monte de gauche à droite; les divers points de cette ligne représentent les états de faux équilibres limites du système.

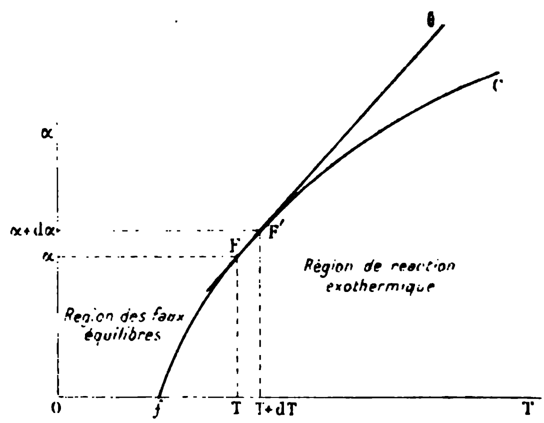


Fig. 1.

Soient F et F' deux points infiniment voisins pris sur la ligne *fc*; T, α sont les coordonnées du premier ; $T + dT$, $\alpha + d\alpha$ sont les coordonnées du second. La vitesse v de la combinaison tend vers zéro lorsque le système tend vers l'état représenté par le point F ; elle tend encore vers zéro lorsque le système tend vers l'état représenté par le point F' ; la différence dv relative à ces deux états doit donc

être égale à zéro, ce qui peut s'écrire en vertu de l'égalité (4) :

$$\mathrm{K}dm + \mathrm{H}d\mathrm{T} = 0.$$

Or

$$dm = \mathrm{M}d\alpha,$$

M étant la masse la plus grande du corps B qui peut exister dans le système. On a donc :

$$\mathrm{KM}d\alpha + \mathrm{H}d\mathrm{T} = 0$$

ou

(5) Coefficient angulaire de la tangente en F à $f\mathrm{C} = \frac{d\alpha}{d\mathrm{T}} = -\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{KM}}$.

Prenons maintenant un état de faux équilibre et demandons-nous si cet état de faux équilibre est stable, indifférent ou instable.

Tout état de faux équilibre non limité est indifférent. — Supposons d'abord que l'état de faux équilibre considéré ne soit pas un état de faux équilibre limite ; le point qui le figure se trouve à l'intérieur de la région des faux équilibres. Donnons au système un petit dérangement correspondant à de petites variations de T et de α ; nous pourrons toujours prendre ces variations assez petites pour que l'état du système dérangé soit encore représenté par un point de la région des faux équilibres, cas auquel le système dérangé sera encore en équilibre. Nous pouvons donc énoncer la proposition suivante :

Tout état de faux équilibre qui n'est pas un état de faux équilibre limite est un état d'équilibre indifférent.

Si la température est invariable, tout faux équilibre limite est stable. — Considérons maintenant un état limite de faux équilibre représenté par un point F de la ligne fC, et imposons au système un petit dérangement. Il peut arriver que ce dérangement fasse pénétrer le point figuratif de l'état du système à l'intérieur de la région des faux équilibres ; pour un tel dérangement, le système est assurément à l'état d'équilibre indifférent. Il peut arriver, au contraire, que ce dérangement amène le point figuratif en g, dans la région de réaction exothermique.

Supposons, en premier lieu, qu'après avoir légèrement dérangé le système, on le place dans des conditions telles qu'il ne puisse plus subir que des *modifications isothermiques*. Le point figuratif de l'état du système étant dans la région de réaction exothermique et la transformation A ⟶ B se faisant avec dégagement de chaleur,

α croît sans que T varie; le point figuratif s'élève sur une parallèle à $O\alpha$ menée par le point g; comme ce dernier point est assurément au-dessous de la ligne fC, le point figuratif se rapproche de cette ligne; la réaction tend à ramener le système à l'état d'équilibre. On peut donc dire que :

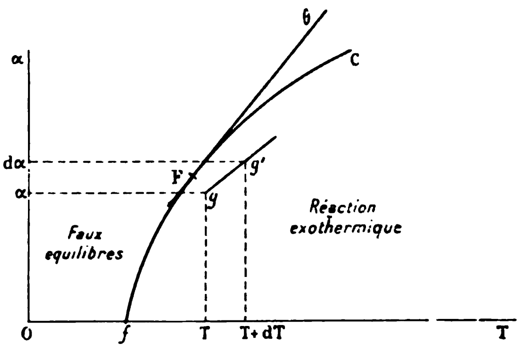


Fig. 2.

Un état de faux équilibre limite est un état d'équilibre stable pour un système qui, une fois dérangé, ne peut plus subir que des modifications isothermiques.

Si les réactions sont toutes adiabatiques, les faux équilibres limites peuvent être stables ou instables. — Supposons, au contraire, que le système une fois dérangé ne puisse subir que des modifications adiabatiques. Le point figuratif est en g à l'instant t et en g' à l'instant $t+dt$; (T, α) sont les coordonnées du point g, $(T+dT, \alpha+d\alpha)$ sont les coordonnées du point g'.

Nous avons les relations :

$$dm = M d\alpha, \qquad dm = v dt,$$
$$d\alpha = \frac{v}{M} dt.$$

La modification étant adiabatique, l'équation (3) donne :

$$dT = \frac{L}{C} v dt;$$

d'où on déduit :

$$\text{(6)} \qquad \text{tang } gg', OT = \frac{d\alpha}{dT} = \frac{C}{LM}.$$

Soit, d'autre part, $F\theta$ la tangente en F à la ligne fC, l'équation (5) s'écrit :

$$\text{tang}(F\theta, OT) = -\frac{H}{KM}. \tag{5}$$

Les quantités L, c, v, dt étant positives, dT est positif et le point g' est à droite du point g sur la ligne dont le coefficient angulaire est donné par la relation (6). Deux cas principaux sont dès lors à distinguer.

1° *L'angle* (gg', OT) *est plus grand que l'angle* ($F\theta$, OT).

Il en résulte que :

$$\frac{C}{LM} > -\frac{H}{KM}. \tag{7}$$

La ligne gg' monte de gauche à droite plus rapidement que la ligne $F\theta$; le point figuratif du système qui, par suite de la réaction, se déplace de gauche à droite sur la ligne gg', se rapproche de la tangente $F\theta$; le point figuratif de l'état du système se rapproche de la ligne limite des faux équilibres. On peut donc énoncer la proposition suivante :

Un système assujetti après dérangement à n'éprouver que des modifications ADIABATIQUES *est en équilibre* STABLE *dans une position de faux équilibre limite en laquelle est vérifiée la condition* (7).

2° *L'angle* (gg', OT) *est plus petit que l'angle* ($F\theta$, OT).

Dans ce cas :

$$\frac{C}{LM} < -\frac{H}{KM}. \tag{8}$$

Un raisonnement analogue au précédent conduit à la proposition suivante :

Un système assujetti après dérangement à n'éprouver que des modifications ADIABATIQUES *est en équilibre* INSTABLE *dans un état de faux équilibre où est vérifiée la condition* (8).

La ligne fc monte de gauche à droite d'abord rapidement, puis de plus en plus lentement ; à la température Θ, elle devient sensiblement tangente en c à la droite AA' parallèle à OT et dont l'ordonnée constante est égale à 1 ; à ce moment son coefficient angulaire est très voisin de zéro. Donc, pour les faux équilibres limites relatifs aux températures voisines de Θ, mais inférieures à Θ, la quantité $\left(-\frac{H}{KM}\right)$ a des valeurs positives très petites. D'autre part, il n'y a

aucune raison pour que le rapport positif $\frac{C}{LM}$ prenne, au voisinage des états de faux équilibre en question, une très petite valeur : l'inégalité (7) sera donc vérifiée pour ces états de faux équilibre.

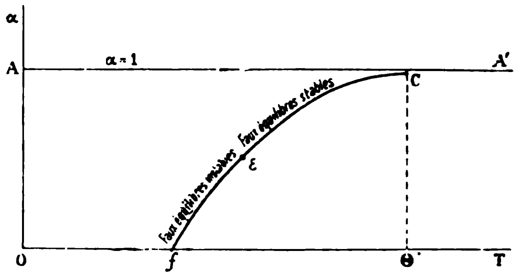


Fig. 3.

On peut donc dire que :

Les états de faux équilibre limites qui sont suffisamment voisins du point C sont assurément stables, même pour un système enfermé dans une enceinte imperméable à la chaleur.

En est-il de même de tous les états de faux équilibre limites représentés par les divers points de la ligne fc? Il se peut qu'il en soit ainsi; il se peut, au contraire, qu'il existe sur la ligne fc un point ε où l'on ait

$$(9) \qquad \frac{C}{LM} = -\frac{H}{KM}.$$

Dans ce cas, les faux équilibres limites représentés par les divers points de la ligne εC seraient stables en un système maintenu dans une enceinte imperméable à la chaleur, tandis que, dans les mêmes circonstances, les faux équilibres représentés par les divers points de la ligne fε seraient instables.

Relation entre les faux équilibres limites qui sont instables et les réactions explosives. — La lettre K, qui figure dans les conditions (7) et (8), représente une quantité négative; au contraire, pour les réactions du type :

$$H^2 + S \rightarrow H^2S$$

que nous étudions ici, H est positif. Les inégalités (7) et (8)

s'écrivent donc :

$$K + \frac{HL}{C} < 0 \tag{7 bis}$$

$$K + \frac{HL}{C} > 0. \tag{8 bis}$$

Or l'accélération d'une réaction adiabatique est positive et la réaction *explosive*, si l'on a l'inégalité (8 *bis*).

On a donc le théorème suivant :

Un système est maintenu dans une enceinte imperméable à la chaleur; tout point situé dans la région de réaction exothermique et voisin d'une partie de la ligne fc qui représente des états limites stables, figure un état où le système est le siège d'une réaction modérée; tout point situé dans la région de réaction et voisin d'un point de la ligne fc qui représente des états instables figure un état où le système est le siège d'une réaction explosive.

Plusieurs cas sont ici à distinguer.

1° *Sur la ligne fc il existe un point* ε.

Dans ce cas, il existe une ligne εε′ partageant la région de réaction exothermique en deux sous-régions. Tout point de la sous-région située au-dessus de εε′ représente un état où le système, enfermé

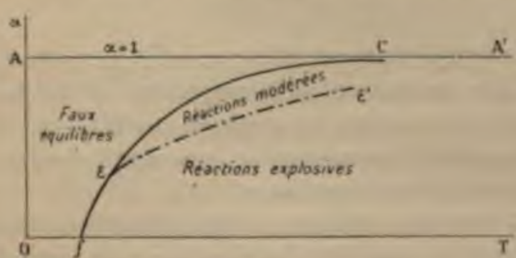


Fig. 4.

dans une enceinte imperméable à la chaleur, est le siège d'une *réaction modérée;* tout point de la sous-région située au-dessous de εε′ représente un état où, dans les mêmes circonstances, le système est le siège d'une *réaction explosive.*

2° *Sur la ligne fc, il n'existe pas de point* ε.

Dans ces conditions, cette ligne confine en tous ses points à la région de réaction modérée.

Deux cas sont alors à distinguer.

Dans le premier cas, il existe une ligne $\eta\eta'$, qui partage la région de combinaison en deux sous-régions :

Une sous-région de réaction modérée située entre $\eta\eta'$ et fc, et une sous-région de réaction explosive située au-dessous de $\eta\eta'$.

Dans le second cas, toute combinaison produite au sein du système enfermé dans une enceinte imperméable à la chaleur est une réaction modérée.

Laissons ce cas de côté et revenons au cas où il existe un point ε sur la ligne fC et une ligne $\varepsilon\varepsilon'$ dans le plan T$O\alpha$.

Prenons, dans ce cas, un système pour lequel $\alpha = 0$; le point figuratif de l'état du système se trouve sur la ligne OT.

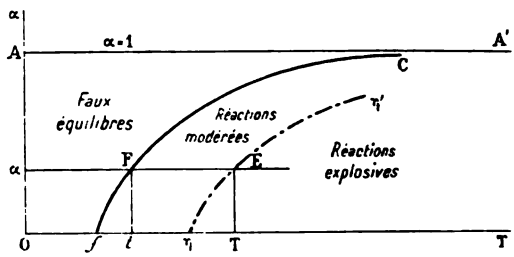


Fig. 5.

Tant que la température est inférieure à Of, le système est à l'état de faux équilibre ; au moment où la température atteint la valeur Of, qui est le point de réaction du système, une réaction se produit. *Si le système se trouve en une enceinte imperméable à la chaleur, cette réaction est immédiatement explosive.*

On ne peut citer avec certitude aucun système homogène qui présente ces propriétés; pour tous, la température du point de réaction est bien *inférieure* à celle pour laquelle la réaction peut devenir explosive. Ainsi, selon MM. Gautier et Hélier, le point de réaction du mélange oxygène et hydrogène n'excède pas 180°, tandis qu'on n'a jamais observé la formation explosive de vapeur d'eau à une température inférieure à 500°. M. Armand Gautier, d'une part, MM. Van t'Hoff et Victor Meyer d'autre part, ont constaté que les mélanges de formène et d'oxygène, d'oxyde de carbone et d'oxygène, aux températures comprises entre 350° et 500° s'unissent lentement et sans explosion. M. Berthelot a remarqué que certaines matières explosives se décomposent parfois spontanément avec une grande lenteur

dès la température ordinaire et ne produisent de détonations que si la température vient à être élevée par intention ou par accident.

Ces divers mélanges forment donc des systèmes pour lesquels le point ε n'existe pas et qui sont tels qu'il existe une ligne $\eta\eta'$ de séparation des régions de réaction explosive et de réaction modérée ne rencontrant pas la ligne fC.

Température d'explosion dans des conditions déterminées. — Donnons-nous la composition α d'un tel système; menons une parallèle à OT d'ordonnée $O\alpha = \alpha$; elle rencontre la ligne fC en un point F d'abscisse t et la ligne $\eta\eta'$ en un point E d'abscisse T.

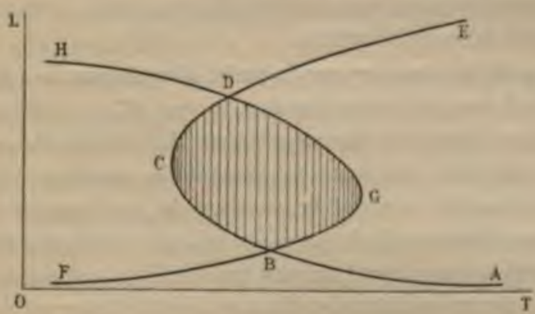


Fig. 6.

Aux températures *inférieures* à t, le mélange de composition α est à l'état de faux équilibre.

Aux températures *supérieures* à t, *point de réaction* du mélange, une réaction se produit. Si la température *est comprise entre t et* T, la réaction est *modérée*, même si le système est enfermé dans une enceinte imperméable à la chaleur. Aux températures *supérieures* à T, la reaction est *explosive*, *pourvu que le système soit enfermé dans une enceinte imperméable à la chaleur*. La température T peut être nommée la *température d'explosion* du mélange, dont la composition est définie par la valeur α; la ligne $\eta\eta'$ est la *ligne des températures d'explosion* du système pris dans les conditions où on l'étudie.

L'intervalle entre les points de réaction et d'explosion et les explosifs de sûreté. — La température d'explosion T d'un mélange surpasse le point de réaction t du même mélange; l'intervalle entre ces deux températures peut être très grand. C'est ce qui a lieu, selon MM. Mallard et Le Chatelier, pour les mélanges d'oxygène et de

méthane. Aussi peut-on, dans les mines de houille, employer des explosifs qui produisent une température supérieure, il est vrai, au point de réaction de ces mélanges, mais inférieure à leur température d'explosion. Ces explosifs, dits *explosifs de sûreté*, ne font pas en général détoner les mélanges grisouteux. Tels sont les mélanges de dynamite et d'azotate d'ammoniaque, dans lesquels la proportion de dynamite ne dépasse pas 30 0/0; la Commission des substances explosives a constaté que des cartouches de 200 grammes contenant 30 0/0 de dynamite et 70 0/0 d'azotate d'ammoniaque ont détoné dans un mélange grisouteux sans produire l'explosion de ce mélange; de même, des cartouches de 50, 100, 200 grammes du mélange précédent contenant 20 0/0 de dynamite et 80 0/0 d'azotate n'ont pas fait détoner le grisou.

Influence de la pression sur le point d'explosion. — Nous venons d'étudier la forme et la position des lignes fC, $\eta\eta'$. Cette forme et cette position dépendent des conditions dans lesquelles est placé le système considéré. Si nous supposons le système chauffé sous volume constant, la forme et la position de ces lignes dépendent du volume du système ou de la pression initiale à laquelle il a été soumis. En particulier, il peut arriver que la ligne $\eta\eta'$ existe lorsque la valeur de la pression est prise dans un certain intervalle et n'existe plus lorsqu'elle est prise dans un autre intervalle ; sous toutes les pressions du premier intervalle, le système pourra être le siège d'une réaction explosive ; au contraire, sous les pressions appartenant au second intervalle, il ne présentera jamais qu'une réaction modérée.

Cette influence de la pression sur la température d'explosion a été nettement constatée sur l'acétylène par MM. Berthelot et Vieille[1]. Sous la pression atmosphérique maintenue constante, l'*acétylène pur* ne détone pas, que l'on fasse agir sur lui une étincelle électrique, un point en ignition, ou une amorce au fulminate de mercure. Il en est tout autrement dès que *l'acétylène a une pression supérieure à 2 atmosphères ;* il manifeste alors les propriétés ordinaires des mélanges tonnants sous l'action soit d'un point en ignition, soit d'un fil de platine porté au rouge. *Cette aptitude à la détonation augmente avec la pression ;* elle est *maximum* avec l'acétylène liquide, dont les propriétés tonnantes sont comparables à celles du coton-poudre.

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. XI ; 1897.

C'est à cette influence de la pression sur le point d'explosion qu'il faut rattacher l'action produite par une *cartouche détonante, telle qu'une cartouche de fulminate de mercure.* Dans ces conditions, le gaz subit non seulement une forte élévation de température, mais encore une compression énergique qui est d'autant plus considérable que la cartouche est plus grosse. Il en résulte qu'on peut alors observer des explosions dans des cas où elles ne se produiraient pas par simple élévation de température.

Influence des gaz inertes sur le point d'explosion. — La pression n'est pas le seul facteur susceptible de faire varier le point d'explosion d'un mélange, *l'excès de l'un des gaz composants, les gaz inertes ont pour effet de rendre le mélange moins explosif.*

En voici quelques exemples :

Trois volumes du gaz tonnant formé par 1 volume d'oxygène et 2 volumes d'hydrogène cessent de s'enflammer lorsqu'ils sont mélangés avec 27 volumes d'oxygène ou avec 24 volumes d'hydrogène, 10 volumes d'azote, 12 volumes d'oxyde de carbone, 9 volumes d'acide carbonique. 3 volumes du gaz tonnant formé par 1 volume d'oxygène et 2 volumes d'oxyde de carbone cessent de s'enflammer lorsqu'ils sont mélangés avec 10 volumes d'oxyde de carbone ou avec 29 volumes d'oxygène.

De cette influence des gaz inertes, il faut rapprocher l'emploi des *dissolvants.* En dissolvant l'acétylène dans l'acétone, on a pu emmagasiner dans un récipient de grandes quantités d'acétylène sans courir les dangers que présente l'acétylène comprimé. MM. Berthelot et Vieille ont pu, sans provoquer l'explosion, soit faire rougir un fil métallique placé à l'intérieur de l'acétone, soit y faire éclater une cartouche de fulminate de mercure.

Probabilités d'explosion. — Si les expériences que nous venons de relater pouvaient être reproduites chaque fois dans des conditions identiques, il y aurait une limite bien marquée entre les conditions où l'explosion se produirait et celles où elle n'aurait pas lieu. Par exemple, pour de l'acétylène enfermé dans une enceinte imperméable à la chaleur, il y aurait, à une température déterminée, une pression limite telle que, pour toutes les pressions qui lui sont inférieures, il n'y ait pas explosion, et que cette explosion se produise pour toutes les pressions qui lui sont supérieures. Mais une telle identité entre toutes les expériences est presque impossible à réaliser. C'est pourquoi, dans leurs expériences, MM. Berthelot et Vieille n'ont pas

reconnu l'existence d'une pression limite rigoureusement déterminée, au-dessus de laquelle la détonation soit assurée, et au-dessous de laquelle elle soit impossible. Tout ce que l'expérience a permis de définir, c'est une zône plus ou moins étendue de pressions, zône dans laquelle la probabilité d'explosion varie avec une extrême rapidité.

La détermination de cette zône de passage est l'une des données expérimentales qui présentent le plus de valeur lorsqu'il s'agit d'évaluer le degré de sécurité que peut présenter une installation industrielle comportant l'emploi de ces mélanges explosifs. On conçoit en effet qu'il est impossible, si multipliés que soient les essais, de prévoir toutes les circonstances dans lesquelles pourra se trouver un mélange gazeux ; les conditions théoriques dans lesquelles nous nous sommes placés pour étudier l'influence des divers facteurs sur le point d'explosion peuvent être sensiblement réalisées dans un laboratoire, mais elles ne le sont qu'approximativement dans la pratique. La probabilité d'explosion comparée avec le degré d'approximation, avec lequel on a pu réaliser les conditions théoriques nous donne des renseignements *qualitatifs* très importants sur ce qui se passera, lorsque le mélange se trouvera dans des circonstances un peu différentes des précédentes. Si de tels essais de laboratoire ont circonscrit la région dans laquelle s'effectue, suivant une loi régulière, le passage depuis une probabilité d'explosion très voisine de l'unité jusqu'à une probabilité très petite, il devient possible de définir d'une façon raisonnable le coefficient de sécurité d'une opération d'après l'écart entre les conditions industrielles adoptées et les conditions franchement dangereuses. C'est ainsi que MM. Berthelot et Vieille ont reconnu que, pour l'*acétylène pur*, il n'y a pas de danger probable d'explosion pour une surpression initiale de 52 centimètres de mercure lors de la détonation provoquée par un point en ignition, mais que cette surpression doit être inférieure à 17 centimètres de mercure, lors de la détonation provoquée par l'amorce au fulminate.

Cas d'un gaz combustible s'écoulant dans l'air. — Jusqu'ici nous avons étudié les propriétés des mélanges homogènes gazeux qui se trouve primitivement à l'état de repos. MM. Mallard et Le Chatellier [1] ont essayé d'étudier les réactions qui se produisent lorsque le gaz combustible s'écoule par un orifice, par exemple lorsque du

---

[1] MALLARD et LE CHATELIER, *Combustion des mélanges gazeux* (*Annales des Mines*, 8e série, t. IV).

gaz d'éclairage s'écoule dans l'air par un bec de lampe. Dans ce cas, les phénomènes sont beaucoup plus complexes, et on ne peut s'en rendre compte que d'une manière grossière.

Considérons une flamme de gaz d'éclairage à l'extrémité d'un bec de lampe. Cette flamme résulte d'un grand nombre de réactions, tant modérées qu'explosives, qui ne peuvent se propager ni dans le milieu extérieur qui ne contient pas de gaz d'éclairage, ni dans le tube d'arrivée du gaz qui ne contient pas d'air. Cette flamme est limitée à deux surfaces que l'on peut définir de la manière suivante [1]. Prenons deux axes de coordonnées; l'axe OL passe par le centre de la flamme; l'axe OT est l'axe des températures. Si nous nous déplaçons sur l'axe OL, à partir de l'ouverture du bec, nous rencontrons des mélanges gazeux de plus en plus riches en air jusqu'à ce que nous arrivions à l'air pur. Les températures de réaction de ces mélanges de composition variable sont d'abord très grandes, vont en décroissant pour augmenter de nouveau et redevenir très grandes pour les mélanges ne contenant plus que des traces de gaz d'éclairage; la courbe ABCDE figure la courbe de variation de ces températures. D'un autre côté les températures de la flamme peuvent être représentées par les divers points de la ligne FBGDH. On voit donc que l'on ne peut avoir des réactions, c'est-à-dire une flamme, que dans la partie couverte de hachures BGDCB; la flamme ne se produit qu'à une petite distance de l'orifice de sortie du gaz, et elle est limitée à une autre distance de cet orifice.

La forme et la position des courbes que nous venons de tracer dépendent donc de la distribution des compositions du mélange gazeux combustible aux divers points de la flamme; elles dépendent donc de la vitesse du courant d'air et, par suite, du tirage. Il existe un ensemble de ces conditions qui est le plus favorable, et pour lequel la flamme est la plus éclairante. Lorsque ces conditions varient, les courbes tracées plus haut se déplacent. Par exemple, supposons que la vitesse du courant de gaz combustible restant constante, celle du courant d'air augmente; la courbe ABCDE se déplace vers la droite tandis que la courbe FBCDH se déplace vers la gauche; la partie couverte de hachures devient de plus en plus petite et il arrive un moment où cette partie n'existe plus; dans ces conditions, la

[1] Nous nous plaçons dans un cas idéalement simple, celui où il n'y a pas d'échange de chaleur entre la flamme et le milieu extérieur.

flamme s'éteint. Il en est de même dans le cas où, laissant le tirage constant, on diminue la vitesse du courant de gaz. MM. Mallard et Le Chatelier ont étudié le cas limite où les courbes FBCDH et ABCDE deviennent tangentes entre elles.

Nous pouvons résumer de la manière suivante ce que nous venons de dire sur les conditions d'explosivité d'un mélange gazeux.

CONDITIONS D'EXPLOSIVITÉ D'UN MÉLANGE GAZEUX

Circonstances qui retardent l'explosion.	*Circonstances qui favorisent l'explosion.*
Refroidissement par les parois ;	Action des parois chaudes ;
Excès de l'un des gaz composants ;	Action nulle des parois ;
Présence de gaz inertes ;	Accroissement de la pression initiale ;
Abaissement de la pression initiale.	Accroissement brusque de température et de pression produit par l'explosion d'une cartouche.

RÉSEAUX MOLÉCULAIRES ET DISPERSION ;

Par M. CARVALLO.

1. *Introduction.* — Au Congrès international des méthodes d'essai des matériaux de construction, en 1900, M. Ricour a communiqué une étude sur la constitution moléculaire des corps. On y trouve une théorie de la dispersion des couleurs qui a été exposée par de Sénarmont, vers 1860, dans son cours à l'École Polytechnique. L'auteur prête à l'éther lumineux une constitution périodique, calquée sur le réseau moléculaire. Mais, au lieu d'établir avec Briot une équation aux dérivées partielles ordinaire, linéaire, à coefficients périodiques, il forme une équation aux différences finies. L'équation conduit à une formule de dispersion à deux coefficients seulement, que M. Ricour applique avec quelque succès aux observations de M. Mascart sur le quartz, raies A à P du spectre solaire. Il m'a paru intéressant de la soumettre à un contrôle plus étendu en appliquant à mes observations sur l'infra-rouge (¹) et à celles de

(¹) *C. R.*, t. CXXVIII p. 728 ; 1898.

M. Sarazin sur l'ultraviolet [1]. Dans ces régions, l'écart devient inacceptable. Cela vient-il d'un choix défectueux des constantes ? Non, car je mets la formule sous une forme telle que tous les corps devraient avoir des courbes de dispersion superposables à une courbe type, par deux translations parrallèles aux axes de coordonnées. Un graphique rend ce critérium inutile.

2. *Théorie.* — Soit un système d'ondes planes, normales à l'axe Ox, et Δx la période du milieu dans le sens Ox. Par des plans parallèles à l'onde et distants de Δx, je partage le milieu en concamérations identiques. Soient (*fig.* 1) $p-1$, p, $p+1$, les rangs de trois tranches

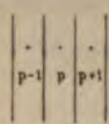


FIG. 1.

consécutives ; u_{p-1}, u_p, u_{p+1} les élongations moyennes de ces tranches. La tranche p reçoit de la tranche $p+1$ une réaction proportionnelle à la déformation $u_{p+1} - u_p = \Delta u_p$. Elle reçoit de la tranche $p-1$ une réaction de sens contraire proportionnelle à $u_p - u_{p-1} = \Delta u_{p-1}$. La résultante est proportionnelle à la différence $\Delta u_p - \Delta u_{p-1} = \Delta^2 u_{p-1}$. Elle est équilibrée par la force d'inertie, proportionnelle à $\frac{d^2u_p}{dt^2}$. L'équation du mouvement peut donc s'écrire, en mettant sous la forme $\frac{a^2}{\Delta x^2}$ une constante caractéristique du milieu :

$$\frac{d^2u_p}{dt^2} = a^2 \frac{\Delta^2 u_{p-1}}{\Delta x^2}. \tag{1}$$

Si la constitution du milieu, au lieu d'être périodique, était uniforme, on pourrait faire tendre Δx vers zéro, et l'équation (1) donnerait à la limite l'équation classique :

$$\frac{d^2u}{dt^2} = a^2 \frac{d^2u}{dx^2}.$$

L'équation (1), aux différences finies, admet des solutions de la forme :

$$u_p = A \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{p\Delta x}{l} + \ldots\right). \tag{2}$$

[1] *C. R.*, t. LXXXV, p. 1230.

L'expression (2) représente une vibration de période T et de longueurs d'onde l, car $p\Delta x$ représente l'abscisse x de la tranche p. Elle satisfait bien à l'équation (1), pourvu que les paramètres l et T soient liés par la relation :

$$\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{a^2}{\Delta x^2} \sin^2 \frac{\pi \Delta x}{l}.$$

Pour mettre cette relation sous la forme ordinaire d'une formule de dispersion entre l'indice de réfraction n et la longueur d'onde dans le vide λ, je remplace l par sa valeur $\frac{\lambda}{n}$, puis T par sa valeur $\frac{\lambda}{V}$ (V, vitesse de la lumière dans le vide).

J'obtiens ainsi :

$$\frac{\pi^2 V^2}{\lambda^2} = \frac{a^2}{\Delta x^2} \sin^2 n \frac{\pi \Delta x}{\lambda}.$$

Cette formule s'écrit, en extrayant les racines carrées des deux membres :

$$(3) \qquad \lambda \sin h \frac{n}{\lambda} = k, \qquad \begin{cases} h = \pi \Delta x, \\ k = \dfrac{\pi V . \Delta x}{a} \end{cases}$$

Telle est la formule de de Sénarmont, très analogue à celle de Baden-Powell. M. Ricour l'applique au quartz entre les longueurs d'onde $768^{\mu\mu},40$ et $336^{\mu\mu},02$. En adoptant pour la période moléculaire $\Delta x = 25^{\mu\mu},233$, il trouve, pour $\lambda \sin h \frac{n}{\lambda}$, un nombre assez constant dont le logarithme varie seulement de 2,0845 à 2,0847.

3. *Insuffisance de la formule : nouvelle méthode de comparaison.* — En étendant la formule à l'intervalle des longueurs d'ondes compris entre $2171^{\mu\mu},19$ et $202^{\mu\mu},46$, je trouve une variation tout à fait inadmissible de la prétendue constante, savoir 2,0802 à 2,0850. Les écarts ont d'ailleurs une allure systématique. Viennent-ils d'un choix défectueux des deux constantes de la formule (3) ? Voici l'artifice que j'ai employé pour trancher la question. Dans la formule (3), je pose :

$$(4) \qquad \frac{hn}{\lambda} = x.$$

Des formules (3) et (4) je tire celles-ci :

$$(3') \qquad \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{k} \sin x,$$

$$(4') \qquad n = \frac{k}{h} \cdot \frac{x}{\sin x}.$$

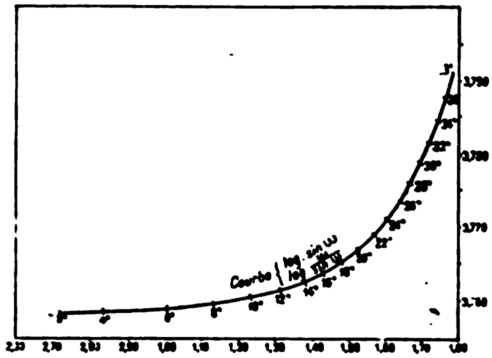


Fig. 2.

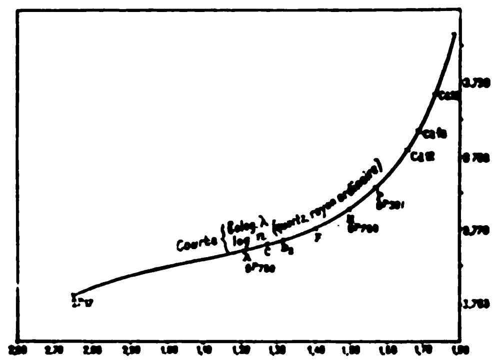


Fig. 3.

Elles conduisent à l'opération suivante : construire les deux courbes qui ont pour coordonnées respectivement :

$$(I) \begin{cases} X = \log \sin x, \\ Y = \log \dfrac{x}{\sin x}; \end{cases} \qquad (II) \begin{cases} X' = \log \dfrac{1}{\lambda}, \\ Y' = \log n. \end{cases}$$

Superposer la courbe de dispersion (II) à la courbe type (I) par

une double translation, de log k suivant Ox et de log $\frac{h}{k}$ suivant Oy.

J'ai construit ces courbes. Manifestement, elles ne sont pas superposables. On y remarque notamment ceci : La courbe type (I) est concave vers les y positives. Quand x tend vers zéro ($x = o$, $X = -\infty$, $Y = o$), elle donne une branche infinie asymptote à Ox. La courbe de dispersion (II) devrait présenter les mêmes caractères. Or, pour les grandes valeurs de λ, elle offre une branche concave vers le bas, avec une forme parabolique.

4. *Conclusion.* — La méthode de de Sénarmont constitue la façon la plus avantageuse de présenter la théorie de l'éther périodique : mieux que les autres elle montre l'insuffisance de cette théorie de la dispersion et la nécessité qui en résulte d'envisager deux milieux qui se pénètrent, l'éther et la matière pondérable, comme l'ont fait Cauchy et plus tard M. Boussinesq et Helmholtz.

Voici d'ailleurs qui est plus grave : Si l'on applique les principes de de Sénarmont à l'étude des cristaux biréfringents, on aperçoit l'impossibilité manifeste d'expliquer par ces principes les lois de la double réfraction : non seulement il est nécessaire d'introduire quelque nouvelle hypothèse, mais il faut aussi abandonner la méthode même de de Sénarmont.

SUR LES FORCES ÉLECTROMOTRICES DE CONTACT ET LA THÉORIE DES IONS;

Par M. E. ROTHÉ.

L'électromètre capillaire de M. Lippmann permet de déterminer aisément la force électromotrice de contact entre le mercure et le liquide qui le baigne, si on admet qu'au moment où la tension superficielle capillaire atteint son maximum, la couche double est nulle à la surface de séparation du liquide et du mercure capillaire. Je me suis proposé d'étudier comment varie cette force électromotrice avec la concentration des solutions.

I

Dispositifs expérimentaux. — L'appareil qui m'a servi ne diffère de l'électromètre capillaire de M. Lippmann que par la forme de la

cuvette : la pointe plonge dans un tube de verre communiquant avec un tube plus large. Grâce à un robinet placé à la partie inférieure, on peut vider complètement les liquides, laver la cuvette à l'eau distillée et changer les solutions. La pointe peut également être lavée en faisant plusieurs fois couler et successivement rentrer le mercure : l'ampoule mobile de M. Limb, dont l'électromètre est muni, rend cette opération facile. Le large mercure est contenu au fond d'un vase de verre, avec une électrode à la Wollaston et recouvert de la solution en expérience, communiquant par l'intermédiaire d'un siphon à poire avec la solution identique de la cuvette.

Afin de rendre les différentes mesures comparables entre elles, j'opérais de la façon suivante : Je faisais d'abord coïncider l'extrémité de la pointe capillaire avec une division déterminée du micromètre oculaire du microscope ; les défauts mêmes de la pointe permettent de la repérer très exactement. J'amenais ensuite le ménisque capillaire à être toujours tangent à la même division du micromètre. Toutes les mesures correspondent donc très sensiblement à la même surface mercurielle. Les hauteurs de mercure étaient lues sur le tube gradué en millimètres [1] ; les fractions de millimètre étaient, en outre, évaluées au cinquantième de millimètre près, à l'aide d'un bon cathétomètre de Genève.

Le compensateur servant à polariser le petit mercure était un compensateur à fil : après chaque lecture, la force électromotrice en était mesurée par la méthode bien connue d'opposition, en employant comme instrument de zéro un électromètre capillaire auxiliaire, et, comme compensateur, le système de deux boîtes de résistances de M. Bouty, étalonné par un élément Latimer-Clark : j'ai utilisé le compensateur de forme commode que M. Pellat a fait construire pour les usages de son laboratoire, où toutes ces mesures ont été faites.

Nature des solutions étudiées. — La plupart de mes expériences ont porté sur l'acide sulfurique et l'acide chlorhydrique. J'ai toujours recouvert le large mercure d'un sel de mercure peu soluble contenant le même anion que le liquide en expérience : *les liquides étudiés sont donc des solutions très étendues de sulfate mercureux dans l'acide sulfurique et de chlorure mercureux dans l'acide chlorhydrique de différentes concentrations.*

---

[1] Le tube et la cuvette ont été construits par M. Chabaud.

L'introduction d'un sel de mercure peu soluble à la surface du large mercure me paraît indispensable : en effet, sans cette précaution, la force électromotrice correspondant au maximum de tension superficielle n'est pas bien déterminée ; elle croît lentement pendant plusieurs mois avant d'atteindre une valeur-limite. Voici, en effet, les résultats que j'ai obtenus à plusieurs jours d'intervalle avec un électromètre capillaire construit avec du mercure neuf venant de la mine et distillé, et de l'eau acidulée par l'acide sulfurique au sixième, l'instrument ne servant d'ailleurs à aucun autre usage :

Temps	Température	Force électromotrice correspondant au maximum
26 juillet 1900	30°	$0^v,88$
30 —	27°	0 ,906
2 août —	26°	0 ,914
14 août —	24°	0 ,918
18 septembre	23°	0 ,924
30 novembre	20°	0 ,96

Ces variations s'expliquent en admettant la formation à la longue de sel mercureux en solution. M. Warburg a d'ailleurs appelé déjà l'attention des physiciens sur la présence de sel mercureux dans les liquides des électromètres capillaires [1]. La force électromotrice correspondant au maximum ne doit atteindre une valeur définitive qne quand un équilibre chimique sera établi entre le mercure, la solution et le sel formé. Les instruments fonctionnant depuis longtemps dans les laboratoires ont évidemment atteint cet état limite et, en effet, les mesures que j'ai faites avec les différents électromètres que MM. Bouty et Pellat ont bien voulu mettre à ma disposition m'ont toutes donné des nombres compris entre $0^v,97$ et $0^v,98$.

Si on introduit à la surface du large mercure un sel mercureux à saturation, on doit immédiatement atteindre l'équilibre : c'est bien ce que vérifie l'expérience suivante : Ayant construit un électromètre capillaire neuf avec du mercure de la mine, distillé, et de l'eau acidulée de concentration déterminée, j'ai trouvé pendant plusieurs jours, pour force électromotrice correspondant au maximum, des nombres voisins de $0^v,77$. J'ai alors jeté à la surface du large mercure quelques cristaux de sulfate mercureux; aussitôt il a fallu, pour

---

[1] WARBURG, *Wied. Ann.*, XXXVIII, p. 322 ; 1889 ; — *J. de Ph.*, 2me série, t. IX, p. 102 ; 1890.

retrouver le maximum, augmenter la force électromotrice du compensateur jusqu'à une valeur voisine de $0^v,97$.

Ces différentes expériences montrent que, dans la mesure des forces électromotrices de contact, il est indispensable d'employer des solutions de sel mercureux d'état chimique bien défini, comme, par exemple, des solutions saturées. On sait d'ailleurs que ces sels de mercure sont très peu solubles ; aussi, malgré leur introduction, le ménisque capillaire est encore parfaitement polarisable.

Comme j'ai fréquemment employé des solutions très étendues, il m'a paru utile de débarrasser l'eau distillée des traces de matières organiques aussi bien que de sels minéraux ; l'eau du commerce a été distillée d'abord sur du permanganate de potassium, redistillée et purifiée ensuite par congélation fractionnée.

Mes solutions acides ont été comparées à des solutions sulfuriques titrées avec soin par la formation de sulfate de baryum que MM. Bourion et Leteur, préparateurs de chimie à la Sorbonne, ont bien voulu mettre à ma disposition.

Les densités ont été déterminées à 15°, à l'aide de densimètres étalonnés au Bureau national de vérification des alcoomètres.

Courbes électrocapillaires. — Pour chacun des liquides étudiés, nous avons déterminé à la façon habituelle la courbe de graduation de l'électromètre en portant en ordonnées les hauteurs de mercure soutenues et en abscisses les forces électromotrices du compensateur ramenant le ménisque au 0.

Nous avons obtenu ainsi une vingtaine de courbes dont quelques-unes sont représentées dans les *fig.* 1 et 2.

A l'inspection de ces courbes, on fait immédiatement les remarques suivantes :

1° Les hauteurs de mesure soutenues au maximum, ou quand la force électromotrice du compensateur est nulle, augmentent avec la dilution ;

2° Les courbes sont d'autant plus inclinées sur l'axe des abscisses que la dilution augmente.

Ces faits ont été observés déjà par M. Gouy [1] sur des solutions étendues d'acide sulfurique.

Les positions relatives des courbes sont très différentes pour l'acide sulfurique et pour l'acide chlorhydrique. Pour l'acide sulfu-

---

[1] Gouy, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 25 nov. 1895.

rique, les courbes se coupent mutuellement, en s'enchevêtrant autour d'un point correspondant à une force électromotrice d'environ 1 volt. Les portions ascendantes et descendantes des courbes sont distinctes (*fig.* 1).

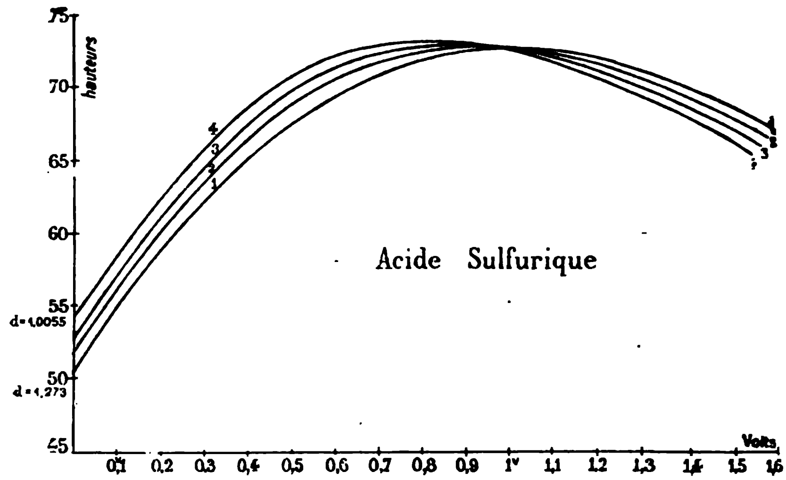


Fig. 1.

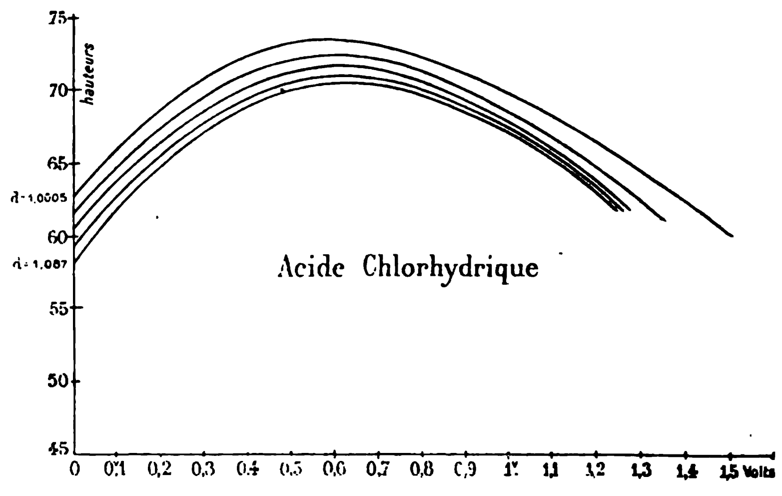


Fig. 2.

Pour l'acide chlorhydrique, au contraire, les courbes ne se coupent pas : A mesure qu'augmente la concentration et, par suite aussi, la

conductibilité électrique, les portions ascendantes restant distinctes, les portions descendantes tendent à se rapprocher (*fig.* 2).

Le point le plus intéressant pour le but spécial que nous nous sommes proposé, c'est que la force électromotrice du compensateur correspondant au maximum de tension superficielle augmente avec la concentration.

Variations de la force électromotrice correspondant au maximum avec la concentration. — Ces variations sont indiquées dans le tableau suivant :

Acide sulfurique			Acide chlorhydrique		
Nombre de grammes de SO^4H^2 par litre	Densité à 15°	Force électromotrice	Nombre de grammes de HCl par litre	Densité à 15°	Force électromotrice
9	1,0055	0v,874	5gr,4	1,0019	0v,555
9,91 (environ décinormale)	1,0062	0 ,876	11,12	1,0045	0 ,556
16	1,010	0 ,877	16	1,007	0 ,557
32,5	1,021	0 ,885	37,15 (environ normale)	1,017	0 ,568
91,4	1,059	0 ,903	43,3	1,0206	0 ,573
99,2 (environ normale)	1,0629	0 ,910	72	1,034	0 ,583
184,6	1,116	0 ,926	102,4	1,048	0 ,600
195,2 (environ binormale)	1,123	0 ,940	142	1,0655	0 ,618
315	1,193	0 ,985	193,5	1,0884	0 ,638
458,8	1,273	1 ,0435	»	»	»

Les points obtenus en portant en abscisses les densités et en ordonnées les forces électromotrices se rangent sur des courbes très régulières. Pour l'acide chlorhydrique en particulier, la courbe diffère très peu d'une droite.

II

Interprétation. — La théorie des ions permet de prévoir le sens de ces variations : soit, en effet, E, la force électromotrice d'une pile de concentration formée de deux électrodes de mercure et de deux solutions L_1, L_2 d'un sel de mercure, différemment concentrées et très étendues ; on a l'égalité :

$$E = Hg \mid L_1 + L_1 \mid L_2 + L_2 \mid Hg$$

$$Hg \mid L_1 - Hg \mid L_2 = E - L_1 \mid L_2. \qquad (1)$$

On peut, en s'appuyant uniquement sur la notion de pression

osmotique des ions et sur les principes de la thermodynamique, calculer la force électromotrice E de la pile de concentration, en suivant, par exemple, la marche indiquée par M. Couette [1]. En désignant par n', n'' les valences du cathion et de l'anion, h le coefficient de transport de Hittorf, R la constante des gaz parfaits, T la température absolue, A la quantité d'électricité transportée par un ion-gramme monovalent, $\frac{p_2}{p_1}$ le rapport des pressions osmotiques des ions-mercure dans les solutions L_1, L_2, on a :

$$(2) \qquad E = \left(\frac{1}{n'} + \frac{1}{n''}\right) \frac{h}{A} \, \text{RTL.} \frac{p_2}{p_1}.$$

D'autre part, la force électromotrice au contact des liquides L_1 et L_2 a pour expression :

$$(3) \qquad L_1 \mid L_2 = \left(\frac{1-h}{n'} - \frac{h}{n''}\right) \frac{RT}{A} \, \text{L.} \frac{p_2}{p_1}.$$

En combinant les égalités (1), (2) et (3), on obtient :

$$(4) \qquad \text{Hg} \mid L_1 - \text{Hg} \mid L_2 = \frac{RT}{n'A} \, \text{L.} \frac{p_1}{p_2}.$$

Théorie de M. Nernst. — On arrive beaucoup plus rapidement au même résultat, si on admet la notion de pression de dissolution, introduite dans la science par M. Nernst, qui attribue aux ions métalliques une *pression maxima de dissolution* (Lösungsdruck).

Soit une électrode de mercure au contact d'un sel de mercure L. Désignons par P la pression de dissolution des ions-mercure, p la pression osmotique des ions dissous : M. Nernst est conduit par son hypothèse à attribuer à la force électromotrice de contact la valeur :

$$\text{Hg} \mid L_1 = \frac{RT}{n'A} \, \text{L.} \frac{P}{p_1}.$$

Au contact d'une solution L_2, on aurait :

$$\text{Hg} \mid L_2 = \frac{RT}{n'A} \, \text{L.} \frac{P}{p_2},$$

d'où en retranchant :

$$\text{Hg} \mid L_1 - \text{Hg} \mid L_2 = \frac{RT}{n'A} \, \text{L.} \frac{p_2}{p_1},$$

formule identique à la formule (4).

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, pp. 200 et 269 ; 1900.

Calcul du rapport $\frac{p_2}{p_1}$. — Les liquides L_1 et L_2 sont des solutions de sel mercureux : le rapport des pressions osmotiques est égal au rapport des concentrations en ions-mercure :

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}. \tag{5}$$

Dans nos expériences, nous avons dissous le sel mercureux, non dans l'eau pure, mais dans un acide ou un sel contenant le même anion. En présence d'un excès de sel solide insoluble, nous pouvons considérer la fraction de sel non dissocié comme constante, et écrire que le produit de la concentration γ en cathions, par la somme des concentrations $\gamma + \gamma'$ en anions provenant du sel dissous et du dissolvant, est constant :

$$\gamma(\gamma + \gamma') = K^2.$$

Mais les sels mercureux sont si peu solubles qu'on peut négliger γ^2 vis-à-vis de $\gamma\gamma'$ et écrire :

$$\gamma\gamma' = K^2, \qquad \gamma = \frac{K^2}{\gamma'}.$$

On peut donc, dans l'égalité (5), remplacer le rapport $\frac{\gamma_2}{\gamma_1}$ des concentrations en ions-mercure par le rapport $\frac{\gamma'_1}{\gamma'_2}$ des concentrations en anions du dissolvant $\frac{p_2}{p_1} = \frac{\gamma'_1}{\gamma'_2}$. Le rapport $\frac{\gamma'_1}{\gamma'_2}$ est égal au rapport des degrés de dissociation $\frac{\gamma'_1}{\gamma'_2} = \frac{C_1\delta_1}{C_2\delta_2}$.

La formule (4) transformée devient :

$$Hg \mid L_1 - Hg \mid L_2 = \frac{RT}{n'A} \text{ L} . \frac{C_1\delta_1}{C_2\delta_2}.$$

Remplaçons R et A par leurs valeurs numériques, passons aux logarithmes vulgaires, nous obtiendrons à la température de 18° C. la formule définitive :

$$Hg \mid L_1 - Hg \mid L_2 = \frac{0,0575}{n'} \log \frac{C_1\delta_1}{C_2\delta_2}. \tag{6}$$

1° Supposons que nous ayons déterminé expérimentalement la

valeur de Hg | L_2 au moyen de l'électromètre capillaire, en admettant que la couche double soit nulle au moment où le maximum de tension superficielle est atteint. La connaissance du rapport $\frac{C_1\delta_1}{C_2\delta_2}$, qui peut se calculer par les conductibilités électriques, permettra d'obtenir la valeur de Hg | L_1. J'ai fait le calcul pour des solutions d'acide sulfurique et d'acide chlorhydrique dont la conductibilité électrique a été déterminée à 18° par M. Bouty ou M. Kohlrausch. Pour Hg | L_2, j'ai admis les nombres suivants déterminés expérimentalement.

Acide sulfurique	Densité......	1,0337
	Force électromotrice correspondant au maximum.	$0^{v},892$
Acide chlorhydrique	Densité......	1,017
	Force électromotrice..	$0^{v},568$

Dans les tableaux ci-dessous figurent, dans les différentes colonnes, les densités des solutions, leur conductibilité électrique, la force électromotrice Hg | L_1 obtenue à l'aide de la formule (6), la force électromotrice obtenue à l'aide de la courbe provenant de mes mesures expérimentales, les différences entre ces deux derniers nombres.

Acide sulfurique.

Densité	Conductibilité électrique		Force électromotrice Calculée	Observée	Différence
1,0033	2236×10^{-9}	(Bouty)	$0^{v},865$	$0^{v},87$	$0^{v},005$
1,0062	4290×10^{-9}	(Kohlrausch)	0 ,873	0 ,875	0 ,002
1,0167	1020×10^{-8}	—	0 ,884	0 ,883	0 ,001
1,03107	1899×10^{-8}	(Bouty)	0 ,891	0 ,890	0 ,001
1,0337	1952×10^{-8}	(Kohlrausch)	0 ,892	0 ,892	0
1,0340	1994×10^{-8}	—	$0^{v},8945$	$0^{v},894$	$0^{v},0005$
1,0682	3809×10^{-8}	(Bouty)	0 ,901	0 ,910	0 ,009
1,1048	5084×10^{-8}	—	0 ,905	0 ,925	0 ,02

Acide chlorhydrique.

Densité	Conductibilité électrique		Force électromotrice Calculée	Observée	Différence
1,0010	3250×10^{-9}	(Kohlrausch)	$0^{v},542$	$0^{v},554$	$0^{v},01$
1,0081	1505×10^{-8}	—	0 ,5605	0 ,560	0 ,0005
1,017	2782×10^{-8}	--	0 ,568	0 ,568	0
1,0242	3693×10^{-8}	—	$0^{v},572$	$0^{v},576$	$0^{v},004$
1,0490	5902×10^{-8}	—	0 ,578	0 ,600	0 ,022

Les nombres de ces tableaux montrent que, pour les solutions étendues auxquelles seules s'applique la théorie des ions, l'accord entre les résultats du calcul et de l'observation peut être considéré comme satisfaisant.

Ce n'est qu'à partir des solutions binormales que l'écart devient véritablement notable.

2° La formule (6) indique aussi que, pour des solutions L_1, L_2 contenant le même anion et également concentrées et dissociées, on doit avoir, quel que soit le cathion :

$$Hg \mid L_1 = Hg \mid L_2 \qquad \text{puisque} \qquad \log \frac{C_1\delta_1}{C_2\delta_2} = 0.$$

C'est ce que j'ai vérifié expérimentalement pour des solutions normales de KCl et de NaCl. Si on prend successivement, pour liquide de l'électromètre capillaire, une solution normale de chlorure de potassium, puis de chlorure de sodium, les courbes électrocapillaires coïncident, les forces électromotrices correspondant au maximum de tension superficielle sont les mêmes [1], 0,560.

De même on peut, dans un électromètre capillaire, substituer l'une à l'autre des solutions décinormales de KCl, NaCl et même HCl sans changer ni la courbe de graduation, ni la force électromotrice correspondant au maximum.

Je reviendrai bientôt, avec plus de détails, sur le rôle du cathion, dans les solutions de même anion.

III

En résumé, on voit que, dans les phénomène électrocapillaires, et dans la mesure des forces électromotrices de contact, la présence du sel mercureux joue un rôle prépondérant.

La force électromotrice correspondant au maximum de tension superficielle n'est déterminée que quand, dans la solution, l'équilibre chimique est atteint.

La force électromotrice augmente avec la concentration du dissolvant.

La force électromotrice, pour des solutions également concentrées et également dissociées contenant le même anion, est indépendante du cathion.

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 543 ; 1900.

SUR UN NOUVEAU CERCLE A CALCULS;

Par M. Pierre WEISS.

Préoccupé de faire avec une dépense minima de temps et d'attention les calculs ordinaires de réduction des observations de Physique, j'ai été conduit à une disposition de cercle à calculs qui diffère d'une manière assez marquée des cercles et des règles usuels, et dont un usage journalier m'a montré les avantages.

L'instrument comporte *une seule* graduation logarithmique, gravée sur métal, suivant une circonférence de 16 millimètres de diamètre. Cette graduation possède, comme celle de tous les autres *cercles* à calculs, la propriété de se juxtaposer à elle-même un nombre indéfini de fois. Elle est donc équivalente à une règle de longueur indéfinie, sur laquelle une échelle logarithmique, de 1 à 10, occuperait environ 50 centimètres.

Sur cette graduation se meuvent deux aiguilles, que j'appellerai l'*indicatrice* et la *multiplicatrice*. L'indicatrice entraîne toujours dans son mouvement la multiplicatrice; celle-ci, au contraire, peut se mouvoir seule, sans déplacer l'indicatrice.

Toutes les propriétés de l'instrument sont évidentes, si l'on considère que, entre les nombres représentés par deux points distants, sur le cadran, d'un angle constant, il y a un rapport constant. On multiplie donc les nombres indiqués par les deux aiguilles par un même facteur, toutes les fois qu'on les fait tourner ensemble d'un même angle.

Pour faire un produit $a \times b$ (*fig.* 1), on mettra l'indicatrice sur l'un des facteurs a, et la multiplicatrice, en la faisant mouvoir seule, sur la division 1. Puis on les fera tourner solidairement jusqu'à ce que la multiplicatrice soit en b. L'indicatrice se trouve alors en $a \times b$.

On peut, sans lire ce premier produit, le multiplier immédiatement de la même manière par un troisième facteur c, et ainsi de suite.

Pour diviser un nombre quelconque, par exemple le résultat des multiplications précédentes, que montre actuellement l'indicatrice, par un nombre d, on met la multiplicatrice, en la faisant mouvoir seule, sur d, et l'on fait tourner les deux aiguilles d'un mouvement

solidaire jusqu'à ce que la multiplicatrice soit en 1. L'indicatrice donne : $\frac{a \times b \times c}{d}$.



FIG. 1.



FIG. 2.

La position 1 intervient, on le voit, dans toutes ces opérations. On évite le pointé de cette position au moyen d'un butoir *facultatif*, qui entre en jeu ou est supprimé par un mouvement à ressort.

Dans le cas plus général (*fig.* 2) de la multiplication d'un nombre α par un rapport $\frac{a}{b}$, la position 1 ne joue plus aucun rôle. On met l'indicatrice en α et la multiplicatrice en b en la faisant mouvoir seule. Puis on donne à l'ensemble des deux aiguilles un mouvement qui amène la multiplicatrice de b en a. L'indicatrice donne alors $\alpha \times \frac{a}{b}$.

Quand on a des séries de nombres à multiplier par un même coefficient, on donne à l'angle des deux aiguilles la valeur correspondant à ce coefficient. Il suffit alors de mettre la multiplicatrice successivement en face de tous les membres, pour lire en face de l'indicatrice tous les produits.

En résumé, on peut, avec cet appareil, faire un nombre quelconque de multiplications et de divisions, sans que la précision et la rapidité des opérations soient diminuées par la lecture d'un résultat intermédiaire.

Les opérations ont un caractère de simplicité tel, qu'elles exigent beaucoup moins d'*attention préalable* qu'avec la règle ordinaire. On n'hésite, par exemple, jamais entre deux manières de faire dont l'une risque de conduire en dehors des limites de la règle. Cette supériorité est encore plus marquée par rapport aux règles dans les-

quelles l'échelle est repliée sur elle-même afin de doubler la sensibilité pour une longueur de règle donnée.

La lecture elle-même est facilitée par la présence d'*une seule échelle*. On ne cherche pas l'endroit où elle doit se faire sur une deuxième graduation voisine, mais on le trouve immédiatement au bout d'une aiguille. Quand même, dans la règle ordinaire, on se sert du curseur Mannheim, le voisinage de la deuxième graduation augmente un peu l'attention nécessaire.

Dans le même ordre d'idées, j'ai évité la complication de graduations donnant les racines carrées et les lignes trigonométriques, que l'on aurait dû mettre sur des cercles concentriques. Il m'a paru préférable de ne demander à un même instrument que les opérations de beaucoup les plus fréquentes de la multiplication et de la division.

Ce cercle à calculs a été construit par M. I. Werlein. Les mouvements, solidaires ou indépendants des aiguilles, s'obtiennent aisément, par les frottements gradués des douilles sur les axes, réglés une fois pour toutes. Chacune des aiguilles porte un bouton molleté, qui doit être assez grand pour que la manœuvre des aiguilles soit commode, et relativement léger pour éviter les effets de l'inertie.

On obtient très facilement, avec cet instrument, une précision minima de $\frac{1}{2000}$, même dans les opérations compliquées.

SUR LA THÉORIE DE L'ÉLASTICITÉ;

Par M. GERRIT BAKKER.

Considérons un corps tel que les points de sa surface seuls soient sollicités par des forces extérieures. Le corps étant supposé en équilibre, chacun des éléments de volume dans lesquels on peut le décomposer est également en équilibre sous l'influence de la pression des éléments qui l'entourent. Pour un élément de volume égal à l'unité, le *viriel* des forces extérieures à l'élément est donné par:

$$u = \frac{1}{2}(p_1 + p_2 + p_3), \tag{1}$$

p_1, p_2, p_3 représentant les *pressions* principales.

Soient u, v, w les projections du déplacement d'un point (x, y, z):

on a, T_x, T_y, T_z étant les composantes des *tensions* normales aux faces du parallélipipède élémentaire :

$$(\lambda + 2\mu)\frac{\partial u}{\partial x} + \lambda\frac{\partial v}{\partial y} + \lambda\frac{\partial w}{\partial z} = T_x$$
$$\lambda\frac{\partial u}{\partial x} + (\lambda + 2\mu)\frac{\partial v}{\partial y} + \lambda\frac{\partial w}{\partial z} = T_y$$
$$\lambda\frac{\partial u}{\partial x} + \lambda\frac{\partial v}{\partial y} + (\lambda + 2\mu)\frac{\partial w}{\partial z} = T_z$$

d'où :

$$(3\lambda + 2\mu)\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}\right) = T_x + T_y + T_z,$$

λ et μ étant les deux constantes de la théorie de l'élasticité.

La dilatation Δ de l'unité de volume est donc :

$$(2) \qquad \Delta = \frac{T_x + T_y + T_z}{3\lambda + 2\mu} = -\frac{p_1 + p_2 + p_3}{3\lambda + 2\mu} = -\frac{2u}{3\lambda + 2\mu}.$$

Par suite, l'augmentation de volume d'un corps dont $d\tau$ est l'élément de volume est donné par :

$$(3) \qquad \int \Delta d\tau = -\frac{2}{3\lambda + 2\mu}\int u d\tau.$$

Les éléments de volume situés dans l'intérieur du corps donnent, pour l'intégrale $\int u d\tau$, des termes qui sont détruits par les termes égaux et de signe contraire fournis par les éléments adjacents. Il n'y a que les éléments de la surface extérieure du corps considéré qui soient efficaces ; par suite

$$(4) \qquad \int \Delta d\tau = -\frac{2u}{3\lambda + 2\mu}$$

c'est-à-dire que *l'accroissement de volume d'un corps de forme quelconque sollicité exclusivement par des forces extérieures appliquées à sa surface est proportionnel au viriel de ces forces.* Appliquons à quelques exemples :

1° *Cas du prisme.* — On applique aux bases, parallèlement à l'axe, une tension égale à S par unité de surface ; soient l la longueur et d la section du prisme ; on a :

$$u = -\frac{1}{2}Sld$$

et la dilatation de l'unité de volume est donnée par

$$\Delta = -\frac{-\frac{1}{2}Sld}{3\lambda + 2\mu}\frac{1}{ld} = \frac{S}{3\lambda + 2\mu}.$$

2° *Cas d'un vase cylindrique.* — Soient : S la tension par unité de surface aux faces terminales, P et p les forces respectivement normales aux surfaces cylindriques extérieure et intérieure de rayons R et r (considérées comme positives dans la direction du rayon), l la longueur ; le viriel provenant des forces S, donné par la formule générale $w = -\Sigma\frac{1}{2}(Xx + Yy + Zz)$ [1] est :

$$+\frac{1}{2}Sl(\pi R^2 - \pi r^2).$$

le viriel de la force P est $-\frac{1}{2}R \cdot 2\pi RlP$; on a de même pour celui de p : $-\frac{1}{2}r \cdot 2\pi rlp$. On a donc enfin :

$$-2w = -Sl\pi(R^2 - r^2) + 2\pi l(PR^2 + pr^2).$$

La dilatation de l'unité de volume est, en remarquant que le volume est $\pi(R^2 - r^2)l$, donnée par :

$$\Delta = \frac{1}{3\lambda + 2\mu}\left\{S + 2\frac{PR^2 + pr^2}{R^2 - r^2}\right\}.$$

3° *Cas d'un vase sphérique.* — Soient p et P les pressions intérieure et extérieure, comptées positivement dans le sens du rayon intérieur r et extérieur R ; l'expression $-\frac{3}{2}pv$ du viriel donne pour celui des forces p et P respectivement :

$$-\frac{3}{2}p \cdot \frac{4}{3}\pi r^3 \qquad \text{et} \qquad -\frac{3}{2}P \cdot \frac{4}{3}\pi R^3.$$

Le volume étant $\frac{4}{3}\pi(R^3 - r^3)$, la dilatation de l'unité de volume est :

$$\Delta = -\frac{2w}{3\lambda + 2\mu} : \frac{4}{3}\pi(R^3 - r^3) = \frac{3}{3\lambda + 2\mu}\,\frac{PR^3 + pr^3}{R^3 - r^3}.$$

[1] X, Y, Z sont les composantes de la force qui agit au point (x, y, z).

4° *Cas du piézomètre d'Œrstedt.* — Soient V et v les volumes extérieur et intérieur et p la pression intérieure et extérieure. Les viriels des pressions extérieure et intérieure sont respectivement $+\frac{3}{2}pV$ et $-\frac{3}{2}pv$; le volume de la matière du vase étant $V-v$, la dilatation de l'unité de volume est :

$$\Delta = -\frac{1}{3\lambda+2\mu}\,\frac{2\times\frac{3}{2}p(V-v)}{V-v} = -\frac{3p}{3\lambda+2\mu}.$$

La dilatation est indépendante de la forme et de la grandeur du vase ; celui-ci se comprime conformément à l'opinion de Colladon et contrairement à celle d'Œrstedt [1].

5° *Cas d'un conducteur électrisé.* — La pression électrique peut être considérée comme une force normale à la surface du conducteur électrisé. Soient K, la constante diélectrique du milieu dans lequel le conducteur est placé, et σ, la densité électrique superficielle ; la pression électrique par unité de surface est alors $\frac{2\pi\sigma^2}{K} = R$.

Pour un ellipsoïde conducteur, la densité σ est proportionnelle à la perpendiculaire abaissée du centre sur le plan tangent au point considéré :

$$\sigma = \frac{\varepsilon}{4\pi abc}\times p;$$

ε est la charge totale, p la perpendiculaire, a, b, c les trois demi-grands axes de l'ellipsoïde. La pression électrique devient alors :

$$R = \frac{1}{K}\,\frac{\varepsilon^2}{8\pi a^2b^2c^2}\times p^2.$$

Soit ds un élément de surface du conducteur correspondant à un rayon vecteur r, on a pour le viriel de R :

$$u = -\frac{1}{2}\int Rr\cos(R, r)\,ds.$$

Or :

$$\cos(R, r) = \frac{p}{r},$$

[1] Toutes les formules qui précèdent sont en parfait accord avec celles que donne la théorie générale de l'élasticité.

donc :

$$u = -\frac{\varepsilon^2}{16K\pi a^2b^2c^2}\int p^3 ds. \tag{5}$$

L'accroissement de volume est alors :

$$\frac{1}{3\lambda + 2\mu}\,\frac{\varepsilon^2}{8K\pi a^2b^2c^2}\int p^3 ds.$$

Soit $a > b > c$; posons $l^2 = \frac{a^2 - b^2}{a^2 - c^2}$, $l'^2 = \frac{b^2 - c^2}{a^2 - c^2}$

$$\Delta = \sqrt{1 - l^2\sin^2 u}, \qquad \Delta' = \sqrt{1 - l'^2\sin^2 v}$$

l'élément ds s'exprime en coordonnées elliptiques :

$$ds = \frac{l^2\cos u + l'^2\cos^2 v}{\Delta\,.\,\Delta'}\sqrt{(a^2\cos^2 u + b^2\sin^2 u)(c^2\cos^2 v + b^2\sin^2 v)}\,.\,du dv.$$

La longueur p de la perpendiculaire est donnée par :

$$p = \frac{1}{\sqrt{\frac{x^2}{a^4} + \frac{y^2}{b^4} + \frac{z^2}{c^4}}}.$$

Or on a :

$$x = a\sin u\,.\,\Delta', \qquad y = b\cos u\cos v, \qquad z = c\sin v\,.\,\Delta;$$

d'où :

$$p = \frac{abc}{\sqrt{(a^2\cos^2 u + b^2\sin^2 u)(c^2\cos^2 v + b^2\sin^2 v)}}$$

si l'on remplace p par cette valeur dans l'équation (5), la question est ramenée à un calcul d'intégrales elliptiques. Dans le cas où $a = b$, on a :

$$ds = a\cos v\sqrt{c^2\cos^2 v + a^2\sin^2 v\,.\,du dv} \quad \text{et} \quad p = \frac{ac}{\sqrt{c^2\cos^2 v + a^2\sin^2 v}};$$

d'où :

$$\int p^3 ds = a^4 c\iint\frac{du\,.\,d(\sin v)}{1 + \left(\frac{a^2}{c^2} - 1\right)\sin^2 u}$$

et en posant $\frac{a^2}{c^2} - 1$ par h^2, $(a > c)$

$$\int p^3 ds = \frac{a^4 c}{h} \text{ arc tang}(h \sin v) \int du$$

Pour un *octant* de l'ellipsoïde, u et v doivent être pris entre 0 et $\frac{\pi}{2}$, d'où :

$$\frac{1}{8} \int p^3 ds = \frac{\pi}{2} \frac{a^4 c}{h} \text{ arc tang}\, h$$

et

$$\int p^3 ds = 4\pi \frac{a^4 c^2}{\sqrt{a^2 - c^2}} \cdot \text{arc cos}\, \frac{c}{a}.$$

L'accroissement de volume de l'ellipsoïde est donc enfin :

$$\frac{1}{3\lambda - 2\mu} \cdot \frac{\varepsilon^2}{8K\pi a^4 c^2} \cdot 8 \frac{\pi a^4 c^2}{2\sqrt{a^2 - c^2}} \text{ arc cos}\, \frac{c}{a} = \frac{1}{3\lambda + 2\mu} \frac{\varepsilon^2}{2aK\sqrt{1 - \frac{c^2}{a^2}}} \text{ arc cos}\, \frac{c}{a}.$$

Pour une même charge électrique et pour des ellipsoïdes semblables, les dilatations sont donc en raison inverse des dimensions homologues. — Pour une sphère, $c = a = R$ et la formule précédente se présente sous une forme illusoire ; l'application du théorème de l'Hopital montre immédiatement que la dilatation d'une sphère, sous l'influence d'une charge électrique ε, a pour valeur :

$$\frac{1}{3\lambda + 2\mu} \frac{\varepsilon^2}{2RK}.$$

F. AUERBACH. — Die Gleichgewichtsfiguren pulverförmiger Massen (Figures d'équilibre des masses pulvérulentes). — *Drude's Annalen*, t. V, p. 170 ; 1901.

L'auteur s'est proposé d'étudier expérimentalement les figures formées sur des *bases* entièrement libres, bien horizontales, et de forme géométrique, par des grains bien secs, réguliers, de forme sphérique ou presque sphérique, dépourvus d'arêtes ou de cavités par où ils pourraient adhérer en formant des agrégats plus ou moins rigides. Les divers sables (à condition que le diamètre du grain ne tombe pas au-dessous de 0,01 centimètre), les graines de moutarde, de lin, de pavot, de trèfle, la grenaille de plomb, le verre ou la por-

celaine, pulvérisés, tamisés au besoin, conviennent aux expériences.

Quelle que soit la méthode employée (projection de la poussière sur la base isolée; enlèvement de la matière tout autour de la base placée au-dessus et très près de la table d'expériences, soulèvement de cette base, ou abaissement d'une plate-forme l'entourant étroitement), on arrive assez rapidement à trouver un mode opératoire qui donne constamment la même figure, appelée *normale ;* des mouvements trop brusques donnent des figures plus arrondies; des mouvements très lents donnent des figures instables, indéterminées, qui se déforment en tendant vers la forme normale, sous l'action de secousses même très faibles.

Les mesures sont faites au moyen d'une sorte d'équerre formée d'une règle graduée mobile verticalement dans une coulisse qui peut glisser elle-même sur une règle graduée horizontale, fixée à une hauteur arbitraire; le contact de la pointe avec la figure est accusé par la chute et le glissement, parfaitement visibles, du grain touché; l'auteur a pu mesurer ainsi les cotes au 1/10 et quelquefois au 1/20 de millimètre. Il appelle *hauteur* de la figure la distance du point le plus élevé à la base; *ligne de pente*, la ligne de plus grande pente d'une *surface de pente ;* angle *de pente*, ou plus simplement pente en un point d'une surface (et non d'une arête), l'angle de la tangente à la ligne de pente avec l'horizontale; *lignes de niveau* ou *isohypses* les sections de la figure par des plans parallèles à la base. La concavité et la convexité des surfaces ou des lignes sont rapportées à l'*extérieur*, c'est-à-dire à l'air.

Il va de soi que la nature des grains, leur forme, leur frottement, leur poids spécifique, leur grosseur, leur compressibilité, influent, à des degrés divers, sur les *dimensions* de la figure formée sur une base déterminée; mais, pour une même base, la forme générale est toujours la même.

Le cas le plus simple est celui d'un tas de sable appuyé contre un mur vertical indéfini; la surface de pente est plane, sauf au voisinage des parois d'appui; il en résulte que les pressions ne se transmettent qu'à une assez faible distance, car, avec une transmission dans la masse entière, l'accroissement de la pression de haut en bas donnerait une surface à pente décroissante, c'est-à-dire concave [1]; la variation

---

(1) HAGEN, *Berl. Monats-Ber.*, 1852, p. 35; — KÖTTER, *Journ. f. reine und angew. Mathematik*, t. CXX, p. 189; 1899.

de la courbure au voisinage des parois s'explique par la résistance des parois, qui modifie la répartition des pressions ; on peut admettre que cette action cesse aux points où la pente devient constante, et déduire de là une mesure grossièrement approchée des limites de transmission de la pression, à la condition de connaître l'arrangement des grains ; avec la graine de pavot, l'auteur a trouvé 30 couches environ ; avec le sable, de 15 à 20 (Voir plus loin).

Si le tas est limité latéralement par des parois verticales, la surface de pente est réglée, à génératrices parallèles aux parois latérales, mais à pente croissante du milieu aux parois ; une isohypse est rectiligne et horizontale ; au dessus, elles sont concaves, au dessous, convexes (*fig.* 1).

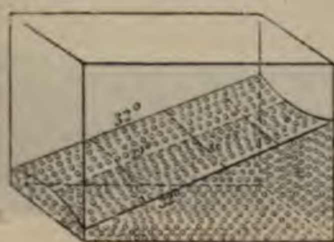


Fig. 1.

Sur une planche horizontale de longueur indéfinie, on aurait un *toit* symétrique à arête horizontale, à pente normale, raccordée au contour de la base par une surface convexe.

Sur des bases polygonales régulières, on a des pyramides sur lesquelles on peut prendre des mesures très exactes ; les pentes de leurs faces sont dites *normales ;* leur hauteur est un peu inférieure à celle que donnerait le calcul d'après la pente de leurs faces ; les arêtes sont arrondies, ainsi que le sommet, et les faces se raccordent au contour de la base par des surfaces convexes.

Sur des bases circulaires, on a des *cônes*, surfaces de révolution à pente hyponormale, dont la méridienne est sensiblement une branche d'hyperbole à axe transverse vertical, et dont le rapport d'axes est égal à la tangente de la pente normale pour la substance considérée (*fig.* 2) ; avec une même matière on a toujours, quel que soit le rayon de base, une calotte du même hyperboloïde ; avec des bases différentes, on a des hyperboloïdes semblables en employant des grains de diamètres proportionnels aux diamètres

des bases, et de même pente normale : sur une base donnée, la figure est complètement déterminée par la pente et *l'abaissement du sommet* (abrunding) (distance du sommet réel au sommet du cône géométrique de même base et de même pente) ; cet abaissement est, *cœteris paribus*, proportionnel à la grosseur des grains.



Fig. 2.

Sur une base circulaire percée en son centre d'un trou circulaire, et munie d'un manchon cylindrique, on a un *cratère*, surface de révolution dont la méridienne est sensiblement une branche d'hyperbole à axe transverse horizontal, dont le rapport d'axes est encore égal à la tangente de la pente normale, déplacée parallèlement à cet

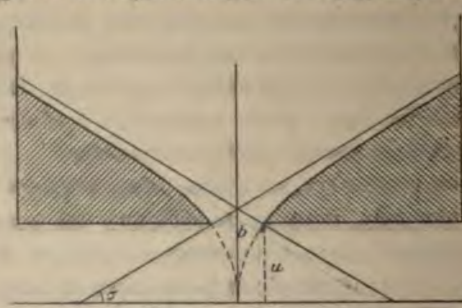


Fig. 3.

axe de manière que son sommet vienne sur la verticale du centre de l'orifice (*fig.* 3).

Si on enlève le manchon, on a un *toit annulaire* dont la pente est hypernormale vers l'intérieur de l'anneau, hyponormale vers l'extérieur.

Avec un trou circulaire et une base polygonale, on a encore un cratère circulaire montant sans changer de forme dans les angles du manchon ; une ouverture polygonale donne une figure inverse de la pyramide, cratère circulaire à la partie supérieure, avec une partie inférieure polyédrique à arêtes arrondies.

Tous ces résultats peuvent être prévus par des considérations aussi simples qu'ingénieuses, et l'accord avec les mesures des cas que l'on peut soumettre au calcul n'est pas une des moindres curiosités du mémoire. Il est facile de calculer l'inclinaison des faces d'un tétraèdre circonscrit à quatre sphères égales, dont l'une appuie symétriquement sur les trois autres, reposant sur un plan (arrangement tétraédrique) ; on a ainsi la *pente normale* pour toute disposition définie par l'écartement des sphères d'appui, écartement qui peut varier entre 0 (pente maxima, sphères de base, tangentes) et $\sqrt{3}$ (pente nulle, les centres de toutes les sphères sont dans un même plan). L'expérience montre que les grains tendent à prendre cette disposition, et que la pente est toujours comprise entre les deux extrêmes; sa mesure permet de connaître l'arrangement ; pour la plupart des sables et des graines, la distance des sphères est environ les $\frac{2}{3}$ du diamètre; pour la grenaille de plomb, plus des 7/10 (Voir plus haut, tas de sable) ; la pente normale, avec isohypses horizontales, est caractéristique des surfaces planes ; si les isohypses sont convexes, les lignes de pente deviennent divergentes, la possibilité de roulement des grains augmente, la pente diminue (cônes) ; le contraire a lieu avec des isohypses concaves (cratère). La pente diminue quand la convexité des isohypses augmente, et devient nulle pour une convexité infinie ; c'est-à-dire que des arêtes horizontales seules peuvent être tranchantes (toit) ; toute arête inclinée est forcément arrondie. Les mesures faites sur le cône font connaître le rayon de courbure de l'isohypse correspondant à une pente donnée ; des mesures prises sur la pyramide permettent de calculer le rayon de courbure de la partie arrondie de l'isohypse ; on a un rayon toujours inférieur à celui de l'isohypse au point du cône où la pente est la même (les causes du désaccord ne sont pas expliquées) ; quant à l'abaissement du sommet, il est minimum pour la pyramide trian-

gulaire et s'élève peu à peu jusqu'à la valeur qu'il a pour le cône, lorsqu'on augmente le nombre des côtés de la base, ce qui était à prévoir.

Une justification des considérations de l'auteur est offerte par la concordance entre les prévisions qu'elles permettent pour des figures compliquées et les mesures prises sur ces figures, par exemple : une base elliptique allongée [1] (*fig.* 4); carré évidé par des



Fig. 4.

quarts de cercle ayant pour centres les sommets du carré et un rayon égal à la moitié du côté (*fig.* 5); base en forme de croix :



Fig. 5.

dans ce cas, la figure est l'enveloppe des lignes de profil que l'on peut construire au moyen du *principe de combinaison*.

[1] Cas traité par de Saint-Venant, dans le cas d'une surface à pente constante on en a construit des modèles en plâtre et des modèles funiculaires.

Pour chaque point de la base, on cherche la surface contenue dans la base, à laquelle correspond la figure de pente ayant, au-dessus du point considéré, la hauteur maxima; le lieu des sommets ainsi déterminés constitue la ligne de pente cherchée.

Pour les substances essayées, la pente normale est comprise entre 2° (émeri) et 36° (grenaille de plomb); elle est d'autant plus grande que les grains sont plus petits, moins sphériques, plus irréguliers, plus légers, moins lisses; pour une même poussière, la pente peut prendre toutes les valeurs comprises entre 0° (calotte des cônes) et 90° (cratère à ouverture assez petite). La pente, quand elle n'est pas constante, décroît en général de bas en haut, sauf sur les arêtes ou des portions de surface ayant le caractère d'arêtes arrondies.

P. Lugol.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. IV et V; 1901.

RUBENS et KURLBAUM. — Anwendung der Methode der Reststrahlen zur Prüfung des Strahlungsgesetzes (Application de la méthode des rayons restants à l'étude de la loi du rayonnement). — P. 649-667.

Les auteurs sont conduits par leurs études sur les rayons restants du sel gemme, de la sylvine et de la fluorine, à cette conclusion : que les seules formules susceptibles de représenter le rayonnement E d'un corps noir en fonction de la longueur d'onde λ et de la température absolue T, sont celles qui, pour de très grandes longueurs d'onde et de très hautes températures, donnent une valeur de E, proportionnelle à T. Les auteurs sont ainsi conduits à rejeter la formule de Wien et celle de Thiesen. Resteraient les formules de lord Rayleigh :

$$E = C \,.\, T \,.\, \lambda^{-4} \,.\, e^{-\frac{c}{\lambda T}}.$$

de Lummer-Sohnke :

$$E = C \,.\, \lambda^{-\mu} \,.\, T^{5-\mu} \,.\, e^{-\left(\frac{c}{\lambda T}\right)^{\nu}} \text{ (si on fait } \mu = 4\text{)},$$

et de Planck :

$$E = C \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1}.$$

Or la formule de lord Rayleigh ne convient pas pour de faibles longueurs d'onde, ainsi que l'ont déjà montré les expériences de Lummer et Pringsheim. Les deux autres formules conviendraient également bien aux expériences rapportées dans le présent mémoire. Les auteurs accorderaient cependant leurs préférences à celle de Planck, en raison de sa grande simplicité, et par cette considération que, pour de petites longueurs d'onde, elle se confond avec la formule de Wien, dont l'accord avec l'expérience a été établi pour la région visible du spectre.

SWANTE ARRHENIUS. — Ueber die Wärmeabsorption durch Kohlesäure (Absorption de la chaleur par le gaz carbonique). — P. 690-706.

Critique des hypothèses, des procédés de calcul et des conclusions développés dans un précédent travail de Knut Angström [1] sur le même sujet : actions comparées du gaz carbonique et de la vapeur d'eau dans l'absorption atmosphérique de la chaleur solaire.

RUDOLF H. WEBER. — Ueber die Oberflächenspannung mit Oel bedeckter Wasseroberflächen und die Wirkungsweite der Molecularkräfte (Tension superficielle de surfaces d'eau recouvertes d'huile et limite d'action des forces moléculaires). — P. 706-720.

Une goutte d'huile est étendue en couche très mince à la surface libre d'une eau très pure. Si l'on augmente ou diminue, d'une façon continue, l'étendue de la surface commune aux deux liquides, on observe une variation continue correspondante de l'angle de raccordement de l'huile avec l'eau, et, par conséquent aussi, une variation continue de la tension superficielle, pour la couche de séparation des deux liquides. L'auteur en conclut qu'à la surface de séparation se forme une couche intermédiaire de composition et de propriétés différentes de celles des deux liquides.

K.-R. JOHNSON. — Beiträge zur Kenntnis der Vorgänge in Inductions-apparaten (Contribution à l'étude des appareils d'induction). — P. 722-733

M. Johnson continue l'étude théorique des actions qui se produisent dans les appareils d'induction, qui a déjà fait l'objet de plu-

[1] K. ANGSTRÖM, *Ann. de Drude*, 1900, t. III, p. 720.

sieurs mémoires analysés dans le *Journal de Physique*. Dans le mémoire actuel, il s'occupe de l'oscillateur de Hertz. On sait que MM. Hagenbach et Zehnder ont élevé des objections contre la manière de voir ordinaire relative aux actions hertziennes [1]. D'après eux, ce ne serait pas un phénomène oscillatoire qui se produirait dans l'excitateur, mais bien une série de décharges de même sens. M. Johnson reprend cette idée et l'appuie sur ce fait qu'il a été conduit à attribuer à la résistance de l'étincelle de l'oscillateur une valeur beaucoup plus grande que celle qu'il faut lui attribuer dans la théorie classique; il développe une nouvelle théorie des actions qui se produisent dans l'oscillateur.

Ch. Maurain.

O. VIOL. — Mechanische Schwingungen isolirt gespannter Drähte mit sichtbarer elektrischer Seitenentladung (Oscillations mécaniques d'un fil isolé tendu e phénomènes lumineux produits le long du fil). — P. 734-761.

Lorsqu'on fait communiquer, par l'intermédiaire d'un interrupteur à étincelle, l'une des extrémités d'un fil métallique isolé tendu avec l'un des pôles d'une source d'électricité à haut voltage (machine statique, par exemple), dont l'autre pôle est au sol, on voit se produire, le long du fil, des phénomènes lumineux d'aspect variable, avec des maximums et des minimums. Les auteurs qui ont observé jusqu'ici cet effet l'ont attribué à des ondes électriques stationnaires. M. Viol montre qu'en réalité ce sont des oscillations transversales du fil qui sont la cause du phénomène; le fil est faiblement lumineux sur toute sa longueur; mais l'œil ne saisit cette lumière qu'aux nœuds, où elle est fixe, alors qu'elle s'étale sur un certain espace, aux ventres. C'est la longueur de l'interrupteur à étincelles qui règle ces oscillations : l'internœud et la hauteur de son produit sont inversement proportionnels à la distance des boules entre lesquelles jaillit l'étincelle; le nombre d'oscillations par seconde semble correspondre au nombre des étincelles : en observant celles-ci par une méthode stroboscopique, l'auteur a pu les compter; les expériences sont peu précises; mais le nombre d'oscillations et le nombre correspondant des étincelles sont toujours assez voisins.

Ch. Maurain.

---

[1] Hagenbach et Zehnder, *Wied Ann.*, t. XLIII, p. 610; 1891.

K.-E. GUTHE. — Beiträge zur Kenntnis der Cohärerwirkung (Contribution à l'étude des actions qui se produisent dans les cohéreurs). — P. 762-775.

L'auteur opère dans des conditions bien définies, qui lui paraissent favorables à l'obtention de résultats plus nets que ceux qu'on déduit de l'étude des cohéreurs à limaille : le cohéreur est constitué par deux hémisphères, du même métal ou de métaux différents, dont on peut régler le contact au moyen d'une vis. M. Bose (1) a observé avec des cohéreurs de différentes substances des actions positive et négative des oscillations; pour certains corps, la résistance est diminuée, pour d'autres elle est augmentée. M. Guthe montre qu'avec son dispositif l'action négative (augmentation de résistance) peut être obtenue, mais est due à des phénomènes secondaires qui n'ont rien de commun avec l'action réelle des oscillations. MM. Guthe et Trowbridge (2) ont montré l'existence de ce qu'ils ont appelé la différence de potentiel critique : un cohéreur ne fonctionne que quand la différence de potentiel qui lui est appliquée dépasse cette valeur critique. M. Guthe donne les valeurs de ce potentiel critique pour un grand nombre de métaux; elles sont comprises entre $0^v,062$ et $0^v,236$. Il trouve que le produit du potentiel critique par le poids atomique est voisin de 6,5 pour l'argent, le cuivre, le zinc, l'aluminium, de 6,5 × 2 pour le cadmium, l'étain, le fer, le nickel, de 6,5 × 4 pour le plomb, et de 6,5 × 6 pour le bismuth. Il est à remarquer que les métaux les plus conducteurs se trouvent rassemblés dans le premier groupe.

L'auteur a aussi déterminé le potentiel critique en constituant les deux boules du cohéreur par des métaux différents; les valeurs trouvées sont indépendantes du sens du courant.

L'auteur a trouvé les mêmes valeurs pour la résistance de ses cohéreurs, en opérant avec un courant continu ou un courant alternatif.

Il a étudié aussi l'action d'une élévation de température : toutes choses égales d'ailleurs, le cohéreur est d'autant plus conducteur que sa température est plus élevée, et dès qu'on abaisse la température, cette augmentation de la conductibilité disparaît. Il n'est donc

(1) BOSE, *Rapport au Congrès de Physique*, t. III, p. 561; 1900.
(2) GUTHE et TROWBRIDGE, *Phys. Review*, t. XI, p. 22; 1900.

pas improbable qu'une partie de l'action des oscillations sur les cohéreurs provienne de l'échauffement des contacts produits par les petites étincelles que provoquent les oscillations.

CH. MAURAIN.

G. BERNDT. — Ueber die Bandenspectra der Thonerde und des Stickstoffs (Spectres de bandes de l'alumine et de l'azote). — P. 788-796.

D'après les expériences de l'auteur, l'oxygène serait nécessaire à l'apparition du spectre de bandes, attribué par Hemsalech à l'aluminium. A cette étude est jointe une liste détaillée des longueurs d'onde, mesurées dans ce spectre par la voie photographique.

J. KŒNIGSBERGER. — Ueber die Abhängigkeit der Absorption des Lichtes in festen Körpern von der Temperatur (Influence de la température sur l'absorption de la lumière dans les corps solides). — P. 796-811.

Des mesures microphotométriques, effectuées par une méthode d'interférences, sur de petites parcelles solides, conduisent l'auteur à énoncer la loi suivante :

« Pour tous les corps solides, à absorption sélective, les élévations de température produisent un déplacement des couches d'absorption vers les grandes longueurs d'onde. La valeur du maximum d'absorption n'est d'ailleurs pas sensiblement modifiée. »

Il résulte de cet énoncé que, pour les corps solides, rouges, bruns ou jaunes, dont l'absorption sélective est dans l'ultra-violet, aux élévations de température correspondrait un accroissement continu de l'absorption (le brome, le soufre, le bichromate de potasse, sont peu colorés aux basses températures). Au contraire, pour les corps solides, verts ou bleus, les élévations de température produiraient une diminution régulière de l'absorption lumineuse.

A. GOLDHAMMER. — Ueber die Spectralgleichung des blanken Platins (Formule de rayonnement du platine brillant). — P. 828-834.

Considérations théoriques simples sur les différentes formules proposées pour représenter le rayonnement du platine.

A. GOLDHAMMER. — Ueber den Druck der Lichtstrahlen (Sur la pression exercée par la radiation). — P. 834-853.

L'auteur applique les équations de la théorie électromagnétique de la lumière au cas général d'une onde plane, polarisée rectilignement, et rencontrant sous un azimut et sous une incidence quelconques une surface plane réfléchissante. Dans le cas particulier de l'incidence normale, il obtient la relation :

$$p = e_0 (1 + J_0),$$

dans laquelle p désigne la pression totale exercée par les radiations, incidente et réfléchie ; e_0, l'énergie, par unité de volume, dans la radiation incidente et J_0, le pouvoir réflecteur du miroir par l'incidence normale. On obtient ainsi :

Pour $J = 0$, $p = e_0$ (résultat de Maxwell)
Pour $J = 1$, $p = 2e_0$ (résultat de Boltzmann) [1].

F. Carré.

T. MIZUNO. — Ueber den Einfluss eines Selbstinductionslosen Widerstandes auf die oscillatorische condensatorentladung (Influence d'une résistance non inductive sur la décharge d'un condensateur). — P. 811-814.

Cette résistance est placée en dérivation par rapport au circuit inductif, tel qu'on le suppose dans la théorie ordinaire, c'est-à-dire que des deux armatures du condensateur partent deux circuits comprenant l'un une résistance inductive, l'autre une résistance non inductive. Le calcul montre que l'adjonction de cette dérivation équivaut à une augmentation de la résistance apparente du circuit principal ; elle augmente l'amortissement des oscillations dans ce circuit, et cela d'autant plus que la résistance en dérivation est plus faible ; si elle est inférieure à une certaine valeur, la décharge devient apériodique.

Carl FROMME. — Ueber den Magnetismus des Eisens (Sur le magnétisme du fer). — P. 853-856.

Observations sur le magnétisme rémanent, à propos d'un mémoire

[1] Voir sur ce sujet le rapport de M. Lebedeu au *Congrès International de physique* de 1900, t. II, p. 133.

récent de M. Holitscher, analysé dans ce journal. L'auteur rappelle ses observations antérieures.

Ch. Maurain.

Cl. SCHŒFER. — Ueber den Einfluss der température auf Elasticitat der Metalle (Influence de la température sur l'élasticité des métaux). — T. V, p. 220.

Les expériences faites par les méthodes ordinaires à 2°, — 70° (anhydride carbonique et éther), — 186° (air liquide), ont donné les résultats suivants :

Les modules de torsion μ et d'élasticité décroissent linéairement quand la température s'élève, et le premier plus que le second, de sorte que le coefficient de Poisson s'approche de sa limite 1 quand la température s'élève.

Le coefficient de variation avec la température est d'autant plus faible que le coefficient de dilatation est plus petit et le point de fusion plus élevé.

Pour tous les métaux étudiés, il n'y a plus d'élasticité résiduelle à — 186°. La limite d'élasticité s'élève quand la température s'abaisse.

Le coefficient de Poisson σ paraît atteindre sa limite vers le point de fusion, les points de fusion calculés, en faisant $\sigma = \frac{1}{2}$ dans la relation entre σ et la température donnent des nombres très voisins des nombres vrais pour les métaux dont le point de fusion est supérieur à celui de l'argent, les autres font exception, ce qui semble indiquer que l'extrapolation des formules au-dessus de 20°, acceptable pour les premiers, ne l'est pas pour les autres.

Nous donnons, à titre d'indication, les valeurs de $\Delta\mu$ en centièmes pour une variation de 100°.

Pt	Pd	Fe	Ni	Cu	Ag	Al	Zn	Pb
1,78	2,696	3,035	3,280	4,489	8,209	24,72	48,37	78,67

H. SCHULTZE. — Die innere Reibung von argon und ihre Aenderung mit temperatur (Frottement interne de l'argon et sa variation avec la température). — T. V, p. 140.

Les expériences ont été faites par la méthode de la transpiration à 15°, 100° et 183°, et le coefficient a été calculé au moyen d'une for-

mule de O. Meyer [1]. Les résultats de l'expérience ont été comparés à une formule théorique du Sutherland [2] :

$$\eta = \eta_0 \frac{1 + \alpha C}{1 + \frac{C}{T}} \sqrt{1 + \alpha t},$$

où η_0 et η représentent le coefficient de frottement à 0° et $t°$, α le coefficient de dilatation des gaz, T la température absolue, C une constante carastéristique du gaz.

On a trouvé :

t	$\eta.10^7$ calculé	$\eta.10^7$ observé
14°,7	2203	2208
99°,7	2741	2733
183°,7	3221	3224

Pour calculer les nombres de la deuxième colonne, on a remplacé dans la formule η_0 et C par leurs valeurs déduites, par la méthode des moindres carrés des valeurs de η fournies par l'expérience et dont la troisième colonne donne les moyennes.

P. BREITENBACH. — Ueber die innere Reibung der gase und deren Aenderung mit der temperature (Sur le frottement interne des gaz et ses variations avec la température). — P. 166.

Correction apportée aux résultats donnés dans un précédent travail [3] ; les nombres corrigés s'adaptent bien à la formule de Sutherland.

(Les résultats donnés par l'auteur pour l'air concordent bien, à 15°, 100° et 183°, avec ceux qu'avait obtenus M. Schultze, dans des expériences d'essai ayant pour but d'éprouver son appareil.

P. LUGOL.

---

(1) *Pogg. Ann.*, 127, p. 263 ; 1866.
(2) *Phil. Mag.*, [5], 36, p. 507 ; 1893.
(3) *Journ. Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 398 ; 1899.

THE PHYSICAL REVIEW ;

Vol. XI, n°s 4, 5 ; — vol. XII, n°s 1 à 5.

GOODWIN et GROVER. — The effect of temperature, of colloidal ferric hydrate and of a magnetic field on the hydrolysis of ferric chloride (Effets de la température, de l'hydrate ferrique colloïdal, et d'un champ magnétique, sur la décomposition du chlorure ferrique dissous). — P. 193-214.

La conductibilité électrique des solutions de chlorure ferrique augmente avec le temps ; cette augmentation est beaucoup plus rapide pour les solutions étendues.

L'accroissement de conductibilité ne commence pas immédiatement, mais après un certain laps de temps, variable avec la concentration, de même que le temps mis par le système à atteindre son nouvel équilibre. Cette altération progressive est attribuée à la formation d'hydrate colloïdal. De fait, la présence de cet hydrate, introduit préalablement dans la dissolution, exerce une action catalytique très marquée, et l'accélération qu'elle imprime à la réaction est sensiblement proportionnelle à la masse d'hydrate introduite.

Un abaissement de température diminue considérablement la vitesse de transformation du chlorure. Un champ magnétique est sans effet.

NICHOLS. — Preliminary note on the efficiency of the acetylene flame (Rendement lumineux de la flamme d'acétylène). — P. 215-229.

Après un historique intéressant, l'auteur indique comment on a déterminé la proportion des radiations efficaces, c'est-à-dire le quotient de la radiation lumineuse par la radiation totale. Le résultat, pour l'acétylène et d'autres flammes, est inscrit au tableau suivant :

Source lumineuse	Observateurs	Proportions des radiations efficaces
Bougie Spermaceti	Thomsen	0,0210
— paraffine	Rogers	0,0153
Lampe modérateur. ...	Thomsen	0,026
Gaz d'éclairage.........	Thomsen, Langley	0,0197 — 0,0240
— (bec Argand).	Rogers	0,0161
Lampe à incandescence	Blattner, Merrit, etc.	0,05 à 0,06 — 0,055
Bec Auer...............	Stibbins	0,02 à 0,07
Lumière Drummond...	Crehore	0,14 à 0,084
Arc électrique.........	Tyndall, Nakand, Works	0,104—0,104—0,08 à 0,13

Source lumineuse	Observateurs	Proportions des radiations efficaces
Magnésium............	Rogers	0,125
Tubes Geissler........	Staub	0,32
Acétylène.............	Stewart et Hoxie	0,105

Des mesures directes, encore provisoires, de la chaleur de combustion de l'acétylène, ont donné environ 10.000 calories, au lieu de 12.200, nombre indiqué par Pellissier.

Enfin on a déterminé le rapport de l'énergie totale rayonnée à la chaleur totale produite par la combustion. Deux expériences ont donné, pour ce rapport, 0,225 et 0,190. De là résulte que le rendement lumineux de la flamme d'acétylène serait soit $0,225 \times 0,105 = 0,0236$, soit $0,190 \times 0,105 = 0,0199$. Ces nombres, encore provisoires, sont supérieurs à ceux de toutes les flammes de gaz et huiles, doubles de celui relatif à l'arc électrique, et ne le céderaient qu'à celui de la flamme du magnésium, dont le rendement lumineux, d'après Rogers, atteindrait 0,1015.

MERRIT et STEWART. — The development of cathode rays by ultra-violet light (Emission de rayons cathodiques sous l'influence de la lumière ultra-violette). — P. 230-250.

Les auteurs appellent rayonnement photoélectrique la décharge d'un conducteur chargé négativement, sous l'influence de la lumière ultra-violette, décharge particulièrement rapide, lorsque ce conducteur est placé dans un gaz raréfié. Les expériences des auteurs montrent que les rayons photoélectriques, comme les rayons cathodiques, sont déviés en traversant un champ magnétique, qu'ils rendent conducteur l'air qu'ils traversent; que très probablement ils sont déviés par les forces électrostatiques. Ils portent des charges négatives, le rapport des masses électriques aux masses matérielles transportées, étant le même que dans le cas des rayons cathodiques. Le fait qu'ils n'ont pas pu servir jusqu'ici à évoquer la fluorescence ou à produire des rayons Röntgen doit être attribué à leur faible intensité; les rayons photoélectriques sont donc identiques aux rayons cathodiques.

F. ALLEN. — Effect upon the persistence of vision of exposing the eye to light of various wave-lenght (Persistance de la vision pour l'œil exposé à diverses radiations). — P. 257-290.

Après avoir rappelé les expériences de Plateau, Nichols, Ferry,

Abney, Burch, l'auteur décrit ses propres observations et en résume ainsi qu'il suit les résultats :

1° La persistance des impressions colorées est maximum, quand l'œil a été maintenu ouvert à l'obscurité. La durée de cette persistance, variable avec la réfrangibilité, est minimum pour le jaune, et croît vers le rouge et le violet.

La courbe des persistances, après maintien de l'œil dans l'obscurité, en fonction des longueurs d'onde, est appelée courbe normale extraordinaire ;

2° La persistance des impressions colorées est minimum quand l'œil a été maintenu à la lumière blanche diffuse. La courbe de ces persistances en fonction des longueurs d'onde s'appelle courbe normale ordinaire ;

3° Quand l'œil a été préalablement maintenu fermé, la courbe des persistances est intermédiaire entre les courbes normales ordinaire et extraordinaire ;

4° Quand la rétine a été exposée préalablement à la lumière rouge, verte ou violette, la persistance des impressions pour la même couleur est notablement accrue. Au contraire, quand la rétine a été fatiguée par le jaune ou le bleu, il n'y a pas d'accroissement dans la persistance des impressions pour la même couleur ; en revanche, il y a accroissement de persistance pour les couleurs voisines (rouge et vert pour la lumière jaune, vert et violet pour la lumière bleue). Ces effets concordent entièrement avec les théories des sensations colorées de Young et Helmholtz ;

5° Quand la rétine a été fatiguée par la couleur blanche, la persistance des diverses impressions colorées est accrue inégalement, suivant les couleurs.

Ce résultat, en désaccord apparent avec les théories de Young et de Helmholtz, paraît indiquer l'existence d'une sensation indépendante pour le blanc ;

6° Le repos, aussi bien que la fatigue de la rétine, causent un accroissement de persistance pour toutes les couleurs. Ce fait reste jusqu'ici inexpliqué ;

7° Dans les cas de daltonisme, la persistance des impressions relatives aux couleurs pour lesquelles la rétine est insensible éprouve un accroissement anormal ; ceci fournit un moyen de déterminer les longueurs d'ondes pour lesquelles l'œil est constitué anormalement ;

8° En plus de la perte d'une des sensations colorées fondamen-

tales, l'œil daltonique peut aussi être aveugle pour un groupe de longueurs d'onde correspondant à une des autres sensations.

BOYNTON. — Gibbs thermodynamical modal for a substance following Van der Waals equation (Equation fondamentale de Gibbs pour un corps suivant l'équation de Van der Waals). — P. 291-303.

On considère l'équation réduite de Van der Waals :

$$\left(\pi + \frac{3}{\varphi^2}\right)(3\varphi - 1) = 8\theta,$$

et on lui fait subir une transformation en prenant comme variable l'énergie ε, l'entropie y et le volume x. On trouve ainsi, moyennant certaines hypothèses empruntées à la théorie cinétique :

$$\varepsilon = \frac{14}{23} e^{y} \left(\frac{3x - 1}{2}\right)^{-\frac{2}{7}} + \frac{9}{46} \frac{3x - 1}{x}.$$

Cette surface est représentée et discutée dans le mémoire.

SHEDD. — On the forms of curves presented by the Michelson interferometer (Formes des courbes d'interférence données par l'interféromètre Milchelson). — P. 304-315.

L'interféromètre Michelson peut donner des franges rectilignes, circulaires, elliptiques ou hyperboliques. Ces différents cas sont prévus et analysés dans une étude mathématique de l'appareil.

T. LYMAN. — False spectra from the Rowland concave grating (Spectres supplémentaires donnés par les réseaux concaves). — P. 1-13.

En cherchant à étudier les raies ultra-violettes signalées par Schumann au voisinage de 1.000 μ, l'auteur photographia le spectre de réseaux concaves de Rowland, et obtint des raies dont la position apparente était comprise entre 1.800 μ et 950 μ.

Mais il constata que ces raies formaient des groupements analogues à ceux des raies du spectre connu ; de plus, elles ne correspondaient pas, comme celles de Schumann, à des radiations absorbées par l'air ; enfin, en les faisant passer à travers un prisme en quartz, on vérifia que leur réfrangibilité ne correspondait pas à leur position

apparente dans le spectre. L'étude de ces anomalies a mené aux conclusions suivantes :

La plupart des réseaux concaves de Rowland donnent les spectres surnuméraires, de dispersion inférieure à celle du premier spectre normal.

Le nombre et la dispersion de ces spectres n'obéissent pas à une loi simple, de même que leur visibilité ; elles dépendent du réseau étudié. Les raies surnuméraires sont plus visibles dans l'extrême ultra-violet du premier spectre normal que dans toute autre région. En marquant successivement les différentes parties du réseau, on constate que l'effet observé ne tient pas à une irrégularité locale, mais qu'il dépend de la surface entière ; l'explication du phénomène doit donc être cherchée dans la forme des traits du réseau.

A. NOYES. — A modification of the usual method of determining transference numbers and an investigation on the influence of the concentration on their valves in the case of some tri-ionie salte (Méthode pour déterminer les nombres de transport ; influence de la concentration sur la valeur de ces nombres pour les sels formés de trois ions). — P. 14-35.

Il est à supposer que la dissociation électrolytique des sels formés de trois ions s'effectue en deux temps, comme l'indiquent les équations :

$$K^2SO^4 = K + KSO^4 \quad \text{et} \quad KSO^4 = K + SO^4$$
$$Ba\,(AzO^3)^2 = Ba\,(AzO^3) + AzO^3 \quad \text{et} \quad BaAzO^3 = Ba + AzO^3.$$

Pour savoir si les états intermédiaires, tels que KSO^3 et $BaAzO^3$, existent réellement, on mesure les nombres de transport relatifs aux ions constitutifs, par une méthode décrite dans le mémoire.

Pour le sulfate de potassium, l'expérience montre que les nombres de transport varient à peine avec la concentration ; il en résulte que le stade intermédiaire existe peu ou pas. Pour $Ba\,(AzO^3)^2$, les nombres de transport sont absolument fixes. Les solutions de ce sel ne contiennent donc que les ions Ba et (AzO^3), et pas d'ions complexes. La même méthode, appliquée aux chlorures alcalino-terreux, montre, au contraire, que leur solution à $\frac{1}{10}$ molécule doit renfermer une proportion considérable d'ions complexes à plusieurs atomes de chlore, tels que $BaCl^3$ ou $BaCl^4$.

BENTON. — Determination of Poisson's ratio by means of an interference apparatus (Mesure du coefficient d'élasticité de Poisson par une méthode interférentielle). — P. 36-42.

Le coefficient (rapport de la contraction latérale à l'extension longitudinale) a pour valeur théorique $\frac{1}{4}$ pour les solides isotropes. Une nouvelle détermination est faite pour des fils métalliques ; la mesure de la contraction latérale est faite par des franges d'interférence. Voici les résultats :

Substances	Acier	Fer	Cuivre	Nickel	Laiton	Maillechort	Bronze
Coeff. de Poisson	0,276	0,288	0,341	0,375	-0,271	0,331	0,313—0,429	0,414

KNIP. — An automatic temperature Regulator (Régulateur automatique de température). — P. 47-49.

Appareil de chauffage électrique réglé par deux thermostats agissant sur un relai. Entre la température ambiante et 375° C., la température peut être maintenue fixe à 1° près.

ROBERTS. — The specific inductive capacity of dielectrics in a magnetic field (Influence d'un champ magnétique sur le pouvoir inducteur spécifique). — P. 50-52.

Un conducteur est placé entre les pièces polaires d'un électro ; on mesure sa variation de potentiel pour une charge donnée, quand on produit le champ magnétique. Les résultats négatifs des expériences prouvent que, pour les diélectriques essayés, et dans un champ 1.500 C. G. S., la variation de pouvoir inducteur, si elle existe, est inférieure à $\frac{1}{3000}$ de sa valeur.

CHILD. — The velocity of ions drawn from a flame (Vitesse des ions provenant d'une flamme). — P. 65-83 ; — Velocity of ions drawn from the electric arc (Vitesse des ions provenant de l'arc électrique). — P. 137-150.

Le principe de la méthode employée a été indiqué par J.-J. Thom-

son [1] : soit en regard deux surfaces A et B ; en A, on amène des ions positifs et des ions négatifs. Si B est chargé positivement, les ions négatifs seuls iront vers B ; c'est le contraire, si B est négatif. Si l'apport d'ions en A est grand par rapport au nombre de ceux qui traversent de A en B, le courant transporté par les ions positifs sera plus intense, si ces ions se meuvent le plus vite ; si, au contraire, les ions négatifs ont la plus grande vitesse, ils transporteront un plus grand courant. De là le moyen de comparer les vitesses des ions, et même de les mesurer quand on mesure les intensités des courants et que A et B ont des formes géométriques simples.

Appliquée à titre d'épreuve, aux gaz provenant d'une flamme de bec Bunsen, la méthode a donné $2^{cm},2$ par seconde pour les ions positifs et $2^{cm},6$ pour les ions négatifs, la variation de potentiel étant de 1 volt par centimètre.

La même méthode est ensuite appliquée à l'étude des ions gazeux émanés de l'arc électrique, et produisant une décharge entre cet arc et un conducteur voisin. Dans différentes conditions, on a toujours trouvé que les ions positifs émanés de l'arc se mouvaient plus vite que les ions négatifs. On observe le même effet avec les ions émanés d'un fragment de carbone placé dans une flamme oxhydrique. Au contraire, pour l'arc produit entre des conducteurs métalliques, la vitesse des ions négatifs est supérieure à celle des ions positifs. Il est permis de supposer que ces vitesses des ions présentent à peu près le même rapport dans l'arc même, et dans son voisinage ; ainsi se trouve levée une difficulté présentée par la théorie de l'auteur sur la nature de l'arc [2], qu'il attribue à un transport d'électricité effectuée uniquement par des ions. Dans cette théorie, la chute de potentiel qui existe entre les deux charbons ne peut s'expliquer qu'en supposant que les ions positifs se déplacent plus vite que les ions négatifs, toutes conditions égales.

A NOYES. — The exact relation between osmotic pressure and vapour pressure (Relation exacte entre la pression osmotique et la tension de vapeur). — P. 84-99.

Cette relation serait :

$$\int_{p_0}^{p_1} vdp = (P_1 + p_0 - p_1) \left[1 + \frac{1}{2} (P_1 + p_0 - p_1) k_0 \right] V_0$$

(1) *Phil. Mag.*, t. V ; 47, p 267.
(2) *Physic. Review*, t. X, p. 151.

P_1 et p_1, pression osmotique et tension de vapeur de la solution: p_0, V_0, K_0, tension de vapeur, volume spécifique et coefficient de compressibilité du dissolvant.

BENTON. — Dependence of the modulus of torsion on tension (Effet de la traction sur le module de torsion). — P. 100-113.

Les théories de l'élasticité montrent que le module de torsion m dépend de la tension P par une loi de la forme $m = \alpha + \beta P + \gamma P^2$. α, β, γ étant des constantes. Les expériences faites justifient cette formule; mais les valeurs des constantes, pour un même corps, varient beaucoup d'un échantillon à un autre. En général, m décroît quand P croît pour l'acier, le fer, le laiton, le maillechort. Pour le nickel, l'effet est inverse.

DREW. — A determination of the viscosity of water (Mesure du coefficient de viscosité de l'eau). — P. 114-120.

Soient deux cylindres concentriques, de rayons R_1 et R_2, dont le premier tourne avec une vitesse angulaire ω, et qui sont plongés dans un liquide de viscosité η; le moment du couple appliqué au second est $M = 4\pi\omega\eta \frac{R_1^2 R_2^2}{R_1^2 - R_2^2}$.

Tel est le principe de la méthode employée pour mesurer η. A remarquer, dans le dispositif expérimental, l'emploi de cylindres de garde pour annuler les irrégularités, tenant à ce que les cylindres ne sont pas indéfinis. La méthode a donné pour l'eau à 20° : η 0,0101 dyne.

W. AUSTIN. — The application of the manometric flame to the telephone (Combinaison du téléphone et de la capsule manométrique). — P. 121-128.

La plaque de tôle d'un téléphone forme la membrane élastique d'une capsule manométrique, alimentée à l'acétylène, de façon à permettre de prendre des photographies de la flamme étalée au moyen d'un miroir tournant. Les clichés reproduits semblent donner des résultats assez bons pour les vibrations sinusoïdales, mais médiocres pour les vibrations plus complexes, par exemple, pour celles qui correspondent aux voyelles.

A. CARHART. — The various determinations of the e. m. f. of the Clark Cell (Les diverses déterminations de la f. é. m. du Latimer Clark). — P. 129-186.

Examen critique des différentes expériences. Voici les résultats pour une température de 15° C. :

Observateurs	Date	Résultats
L. Clark..............	1872	1,4378
Carhart..............	1882	1,4329
Rayleigh.............	1884	1,4345
Ettinghausen..........	1884	1,434
Glazebrook...........	1892	1,4344
Kahle................	1896	1,4322
Jaeger et Kahle.......	1898-1899	1,4328 — 1,4329
Carhart et Gathe......	1899	1,4333

E. MOORE. — A spectrophotometric study of the hydrolysis of dilute ferric chloride solutions (Étude spectrophotométrique de la décomposition du chlorure de fer dissous). — P. 151-176.

La formation de l'oxyde colloïdal de fer, dans la décomposition progressive du chlorure ferrique dissous, peut être suivie au spectrophotomètre. L'étude ainsi faite confirme, dans leur ensemble, les résultats de Goodwin et Grover [1]; elle permet de déceler l'existence d'une ionisation dans la liqueur et le fait que les ions ne sont pas complètement transparents. La proportion des ions formés n'est pas déterminable en l'espèce; mais la théorie montre qu'elle est parfaitement possible avec certaines solutions. Lorsqu'on dilue la solution, en même temps qu'elle s'éclaircit, la bande d'absorption se déplace vers le violet; mais, peu après, il se forme une bande beaucoup plus large vers le rouge, ce qui prouve qu'il y a, dans ce cas, formation d'une molécule complexe.

La méthode employée ici est d'une application générale pour les corps colorés; elle permet, comme la cryoscopie ou la tonométrie, d'évaluer l'état de condensation moléculaire d'un sel dissous.

C. KINSLEY. — Coherers suitables for wireless telegraphy (Cohéreurs pour télégraphie sans fil). — P. 177-183.

Si on établit, entre les extrémités d'un cohéreur, une différence de potentiel croissante, à un moment donné, la résistance tombe brusquement à une valeur faible. La différence de potentiel pour

[1] Voir ce volume p. 577.

laquelle se produit cette variation brusque, peut être prise pour mesure de la sensibilité du cohéreur. Les cohéreurs employés à New-York ont une sensibilité de 2 à 4 volts. La sensibilité limite est la différence de potentiel minima, qui permet d'actionner le relai. L'auteur la considère comme voisine de 0,4 volt, et le meilleur courant pour actionner le relai doit avoir une intensité d'environ 0,001 ampère.

A. LANGSDORF. — A graphical method for analyzing distorted alternating current waves (Méthode graphique d'analyse des courants périodiques complexes). — P. 184-190.

L'onde étant définie graphiquement, on cherche ses composantes sinusoïdales ; la construction graphique indiquée, qui paraît relativement simple, n'exige que la construction de lignes droites et de cercles.

V. MAHILLON. — Experimental studies on the resonance of conical, truncoconical and cylindrical air-columns (Étude expérimentale des tuyaux coniques, tronconiques et cylindriques). — P. 193-219.

Étude destinée surtout à réduire les tâtonnements des fabricants d'instruments à vent. Les chapitres sont intitulés : Tubes ouverts ; Tubes partiellement fermés ; Tubes fermés ; Effet de l'embouchure de flûte ; Effet de l'anche.

LOOMIS. — On the freezing points of aqueous of non électrolytes (Cryoscopie des solutions non électrolysables). — P. 220-239.

Vingt-six corps, non électrolytes, sont étudiés par la méthode cryoscopique. Les conclusions expérimentales sont les suivantes : 1° Les solutions aqueuses équimoléculaires de non-électrolytes en dilution extrême ont même point de congélation ; 2° les dépressions moléculaires $\frac{\Delta}{m}$ (Δ, abaissement du point de congélation, m molécules-grammes du composé dans 1.000 grammes de la solution) varient en fonction linéaire de la concentration ; il y a exception pour l'éther éthylique et doute pour le maltose ; 3° La dépression moléculaire $\frac{\Delta}{m'}$ (m' molécule-gramme du corps dissous dans 100 grammes d'eau reste constante à toutes les concentrations pour l'alcool méthylique $\left(\frac{\Delta}{m'} = 1,814\right)$ l'alcool éthylique (1,835), la dextrose, la lévulose (1,865), la mannite, la dulcite, la glycérine et l'hydrate de chloral.

Dans les autres cas, $\frac{\Delta}{m}$, varie en fonction linéaire de la concentration ; il y a accroissement avec la concentration pour le sucre de canne, le sucre de lait, la maltose, diminution pour les alcools propylique et butilique normaux, l'alcool amylique, l'acétone, l'acétamide, l'aniline, la salycine. La variation est d'ailleurs très faible, sauf pour l'aniline. En examinant théoriquement ces résultats, on conclut que les non-électrolytes confirment l'hypothèse de Van t'Hoff, d'après laquelle la pression osmotique obéit aux lois de Mariotte et de Gay-Lussac; ils n'éprouvent pas trace de dissociation aux dilutions extrêmes. Toutefois les dérivés du benzène en solution aqueuse doivent former des agrégats moléculaires, dont la proportion et la complexité s'accroissent en même temps que la concentration.

W. MAGIE. — The formula for the depression of the freezing temperature of solutions (La formule fondamentale de la cryoscopie). — P. 240-244.

La formule de Van t'Hoff $\frac{\Delta}{n} = \frac{RT^2}{NL}$ n'est qu'approximative. En l'établissant sous une forme plus précise, et en cherchant à apprécier l'importance des termes complémentaires, on trouve que la formule approchée est suffisante, étant donnée la précision actuelle des mesures, et qu'il n'y a pas lieu d'attribuer à son absence de rigueur les écarts constatés avec les mesures.

K. GUTHE. — On the action of the coherer (Sur l'action du cohéreur). — P. 245-253.

C'est le développement d'un travail antérieur [1], dans lequel on a défini le voltage critique d'un cohéreur à un seul contact (2 sphères au contact) comme la limite de la différence de potentiel entre les deux extrémités, quand on fait croître l'intensité du courant qui traverse le cohéreur. On opère sur des cohéreurs de même forme, en argent, cuivre, zinc, aluminium, cadmium étain, fer, maillechort, nickel et bismuth. Entre deux boules de métaux différents, le sens du courant est indifférent. L'action négative du cohéreur, c'est-à-dire l'accroissement de résistance qui se produit exceptionnellement par des actions électriques, est décrite, mais non expliquée. En chauffant le contact, on diminue la résistance du cohéreur, qui revient à la même valeur quand l'échauffe-

[1] *Phys. Review*, t. XI, p. 22, 1900.

ment a cessé ; l'échauffement naturel du contact, par le fait même du passage du courant, paraît jouer un rôle important dans le fonctionnement du cohéreur.

F. WATSON. — Surface tension at the interface of two liquids determined experimentally by the method of ripple waves (Tension superficielle au contact de deux liquides, mesurée par la méthode des ondulations). — P. 257-278.

Si on produit des ondulations infiniment petites à la surface de séparation de deux fluides de densités ρ_1 et ρ_2, lord Kelvin a montré qu'on a, en désignant par A la tension superficielle, λ la longueur d'onde de ces oscillations, n leur fréquence, et g l'accélération de la pesanteur :

$$A = \frac{n^2\lambda^3}{2\pi}(\rho_1 + \rho_2) - \frac{g\lambda^2}{4\pi^2}(\rho_1 - \rho_2).$$

Cette formule est appliquée au calcul de A. La méthode expérimentale, qui est celle de lord Rayleigh, est très ingénieusement modifiée dans les détails. L'isochronisme des deux diapasons est réalisée en commandant l'un d'eux à l'aide d'un fil relié à l'autre. Dans le cas où on opère à la séparation de deux liquides, il faut éliminer les ondulations parasites qui se produisent à la surface du liquide supérieur ; on y parvient en recouvrant celui-ci d'une lame de verre. La méthode stroboscopique est toujours employée pour les observations, qui donnent pour A, ramenée à la température de 0° C., les valeurs suivantes :

Eau-distillée-air	Mercure-air	Air-pétrole (ρ_1 = 0,7875)	Air-benzine (ρ_1 = 0,753)
77,12 à 78,43	432,01 à 447,93	25,92 à 27,38	22,41 à 24,26
Mercure-eau	**Mercure-alcool (ρ_2 = 0,825)**	**Eau-benzol (ρ_2 = 0,753)**	**Eau-pétrole (0,7874)**
364,10 à 369,50	364-27 à 378,36	31,75 à 35,15	34,18 à 36,79

J. REED. — An improved method of roting tuning forks (Méthode pour étalonner les diapasons). — P. 279-286.

C'est une modification de la méthode stroboscopique de Michelson [1] qui repose sur l'observation dans un miroir attaché au diapason, d'un tube Geissler excité par le secondaire d'une bobine, dont le primaire est commandé par un pendule interrupteur. Tous les organes du nouveau dispositif sont décrits avec soin, et des exemples de déterminations en font ressortir la grande précision.

L. HOULLEVIGUE.

[1] *Phil. Magaz.*, XV, p. 84 ; 1883.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES D'ORDRE SUPÉRIEUR ;

Par M. LAMOTTE.

En étudiant les ondes électriques stationnaires qui se produisent dans deux fils parallèles, on constate, en général, l'existence de plusieurs systèmes distincts de ces ondes stationnaires, pour un même excitateur. Ce phénomène ne doit pas être confondu, d'ailleurs, avec celui de la résonance multiple. Dans ce dernier cas, les longueurs d'onde différentes qu'on mesure dans l'émission d'un même excitateur, par l'emploi de résonateurs différents, varient entre certaines limites d'une manière continue (Sarasin et de la Rive). Les systèmes d'ondes stationnaires auxquels il vient d'être fait allusion correspondent, au contraire, à des longueurs d'onde séparées par des intervalles finis. Ces longueurs sont plus petites que celle de l'oscillation fondamentale : par analogie avec l'acoustique, on peut donc donner aux vibrations correspondantes le nom de vibrations ou tons supérieurs.

On a cherché tout d'abord à rapprocher ces tons supérieurs des harmoniques acoustiques ; puis on a abandonné cette idée, parce qu'on ne retrouvait pas, dans le phénomène électrique, les lois simples qui lient entre elles les périodes des harmoniques et du son fondamental.

Cependant, comme nous allons le voir, il est possible et même relativement facile de retrouver dans le phénomène électrique toutes les particularités du phénomène acoustique, pourvu qu'on se place dans des conditions comparables.

Il est à remarquer, tout d'abord, qu'en acoustique même l'existence de tons supérieurs harmoniques ne représente qu'un cas particulier, comme, du reste, dans un système vibrant de nature quelconque.

En effet, à quoi correspond la production des vibrations supérieures dans tous les cas ? Elle correspond à la subdivision du système total en systèmes partiels vibrant à l'unisson. Si ces systèmes partiels sont identiques, leurs périodes de vibration seront parties aliquotes de la période fondamentale du système total. Ils seront

identiques, si le dernier est homogène, c'est-à-dire de propriétés uniformes. Un exemple concret fera mieux comprendre la distinction qu'il est nécessaire d'établir entre ces conditions différentes.

Considérons une corde dont la section, la densité et l'élasticité sont les mêmes en tous ses points. L'expérience, tout comme le calcul, montre que la corde rendra des sons harmoniques. Ces sons harmoniques répondent à une division de la corde en segments d'égale longueur.

Supposons maintenant qu'en un point de la corde on fixe une légère surcharge. Tous les sons de la corde se trouveront modifiés, et, de plus, modifiés différemment. Les sons supérieurs ne seront plus les harmoniques du son fondamental : le son de la corde prend le timbre aigre qui caractérise la présence des sons inharmoniques. D'autre part, le calcul indique, pour les périodes des tons supérieurs, des valeurs qui ne sont plus en rapport simple avec la période fondamentale. Les subdivisions de la corde, répondant à l'un de ces tons supérieurs, sont bien encore à l'unisson entre elles, mais elles ne sont plus identiques.

Tandis que, dans la corde sans surcharge, on peut concevoir qu'on interchange les positions des internœuds d'un même ton supérieur sans que l'état vibratoire de l'ensemble soit changé, il n'en est plus de même quand la corde est surchargée. Dans ce dernier cas, on ne peut supposer qu'on a échangé les positions de l'internœud qui porte la surcharge et d'un autre internœud sans modifier l'état vibratoire de l'ensemble.

Dans les calculs relatifs aux oscillations électriques, la capacité et l'induction propre des inducteurs jouent un rôle analogue à celui de la masse spécifique et de l'élasticité dans les calculs relatifs aux vibrations acoustiques. Il est naturel de supposer que ces analogies de forme entre les équations traduisent des analogies d'allures entre les phénomènes et, en réalité, il en est bien ainsi.

La théorie de Thomson donne, pour le circuit de décharge d'un condensateur, une seule période d'oscillation. Mais cette théorie n'est valable que dans des conditions limites, celles où la longueur du circuit est petite vis-à-vis de la longueur d'onde des oscillations. En effet, en écrivant l'équation du courant de décharge, Thomson admet que l'intensité de ce courant est, à chaque instant, la même tout le long du circuit. Cette condition ne saurait être satisfaite dans les expériences effectuées sur les ondes stationnaires, où la longueur

du circuit et la longueur d'onde des oscillations sont forcément du même ordre de grandeur.

Kirchhoff, au contraire, qui a donné presque en même temps que Thomson (lord Kelvin) une théorie de la propagation d'une perturbation électrique dans un conducteur, ne fait pas cette restriction : il n'admet pas que l'intensité soit constante tout le long du circuit ou, en d'autres termes, il ne néglige pas la capacité du conducteur. Le calcul alors fait prévoir l'existence des vibrations supérieures et connaître en même temps leurs périodes.

Dans un système qui serait formé de deux fils parallèles de section uniforme, les tons supérieurs électriques seraient harmoniques. Mais, en pratique, l'appareil destiné à la production des ondes ne peut être réduit à ce degré de simplicité ; il faut introduire un dispositif qui permette d'exciter et d'entretenir les oscillations. Or, quelle que soit la méthode employée, qu'on utilise à cette fin un effet de capacité (dispositif de Lecher) ou d'induction mutuelle (dispositif de Blondlot), il est aisé de voir que l'uniformité du système est détruite. La capacité et l'induction propre par unité de longueur ne sont plus constantes, mais présentent, dans la région où se trouvent les condensateurs de l'appareil de Lecher ou les cercles d'induction de l'appareil Blondlot, des valeurs différentes de ce qu'elles sont le long des fils parallèles.

Il faut donc voir dans ces appareils l'analogue non pas d'une corde musicale, mais d'une corde surchargée et, comme on va le montrer, l'analogie entre les tons supérieurs acoustiques et les tons supérieurs électriques se poursuit alors jusque dans les détails.

MÉTHODE EXPÉRIMENTALE.

Un premier pont conducteur est placé sur les fils parallèles à poste fixe : on déplace sur ces mêmes fils, du côté opposé à l'excitateur proprement dit, un second pont, en maintenant à peu près au milieu de l'intervalle un tube à gaz raréfié, sans électrodes. Pour certaines positions du second pont la luminescence de ce tube passe par un maximum. Ce maximum indique que la résonance est établie entre les deux circuits, comprenant l'un l'excitateur et les fils parallèles jusqu'au premier pont, l'autre la portion des fils parallèles comprise entre les ponts. Il faut entendre ici le mot de résonance dans

son sens le plus large : c'est-à-dire que la période du deuxième circuit est égale à l'une des périodes du circuit excitateur.

L'emploi de deux ponts indiqué par le professeur Drude est bien préférable à l'emploi d'un pont unique. Dans ce dernier cas, en effet, on fait, en déplaçant le pont, varier à la fois les deux circuits, tandis qu'en prenant deux ponts, dont on déplace seulement l'un, le circuit de l'excitateur reste invariable. On est donc fondé à dire que les longueurs d'onde observées correspondent aux périodes d'oscillation de ce circuit invariable.

Aux points des fils où repose un pont se trouve forcément un nœud (pour les oscillations de potentiel) ou, plus exactement, ce nœud se trouve au milieu du pont. La distance entre les deux ponts, au moment où on observe le maximum de luminescence du tube, augmentée de la demi-somme des longueurs des ponts, représente donc un internœud, c'est-à-dire une demi-longueur d'onde.

Cette correction des ponts n'est qu'approximative, mais elle est tout à fait suffisante, dans la grande majorité des cas. Il est, du reste, aisé de le vérifier : il suffit de déplacer le pont mobile jusqu'à ce qu'on obtienne de nouveau la résonance, c'est-à-dire qu'on ait amené le pont sur le nœud suivant de l'oscillation considérée ; le déplacement du pont est égal, indépendamment de la correction, à l'internœud.

En pratique, au lieu d'observer directement le maximum de luminescence pour déterminer les nœuds, il est à la fois plus commode et plus exact de procéder de la manière suivante. Quand on écarte le pont de part ou d'autre de la position qui correspond au maximum, on constate que l'éclat du tube diminue lentement d'abord, puis subit une diminution brusque et enfin s'éteint brusquement. Par extinction brusque, il faut entendre qu'à partir de la position actuelle du pont il suffit d'un très faible déplacement du pont pour provoquer soit l'apparition, soit la disparition de la luminescence. La moyenne des positions du pont, de part et d'autre du nœud, qui correspondent à cette extinction, donne très exactement la position qui correspondrait au maximum, c'est-à-dire au nœud.

Le tube s'illumine à peu près de la même manière, quelle que soit sa position entre les deux ponts, pourvu toutefois qu'il n'y ait pas de nœud intermédiaire de la même oscillation ; dans ce cas, le tube s'éteint quand il se trouve au-dessus d'un nœud ; on peut ainsi vérifier l'*ordre* d'un nœud observé.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

1° *Excitateur Blondlot-Drude.* — Cet excitateur du type Blondlot, mais sans condensateur primaire, est de petites dimensions. Le cercle primaire, en fil de cuivre de 3 millimètres de diamètre, a 5 centimètres de diamètre; le cercle secondaire, dans un plan parallèle à celui du primaire, a très sensiblement le même diamètre; il se prolonge par des fils parallèles (de 1 millimètre de diamètre), distants de 2 centimètres. Les deux cercles sont plongés dans le pétrole.

Le tableau ci-dessous réunit les nombres observés; l désigne la distance comptée sur le fil, entre le sommet du cercle secondaire et le premier pont : $\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_p$, les longueurs d'onde trouvées.

TABLEAU I.

l	$\frac{\frac{1}{2}\lambda_1}{l}$	$\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$	$\frac{\lambda_3}{\lambda_1}$	$\frac{\lambda_4}{\lambda_1}$	$\frac{\lambda_5}{\lambda_1}$	$\frac{\lambda_6}{\lambda_1}$	$\frac{\lambda_7}{\lambda_1}$
mm.							
175	1,72	»	»	»	»	»	»
225	1,50	»	»	»	»	»	»
275	1,39	»	»	»	»	»	»
325	1,24	0,617	»	»	»	»	»
375	1,17	601	»	»	»	»	»
425	1,15	605	»	»	»	»	»
475	1,10	583	0,422	»	»	»	»
525	1,06	565	427	»	»	»	»
575	1,047	558	405	»	»	»	»
625	1,037	552	405	»	»	»	»
675	1,027	548	392	0,313	»	»	»
725	1,027	537	391	302	»	»	»
775	1,018	532	382	304	0,252	»	»
825	1,015	528	373	295	245	»	»
875	1,007	527	370	290	244	»	»
925	1,015	519	362	282	239	»	»
975	1,009	518	361	281	237	0,204	»
1025	1,006	518	359	283	234	200	»
1075	1,008	514	359	277	230	192	»
1125	(1,002) extrapol.	0,511	0,351	0,276	0,228	0,194	0,172
Série harmonique.		0,500	0,333	0,250	0,200	0,166	0,142

Comme on le voit, la série des tons supérieurs tend vers la série harmonique, en même temps que la demi-longueur d'onde fondamentale tend vers la longueur du circuit.

Ce résultat est tout à fait conforme à l'analogie acoustique. A mesure que le circuit devient plus long, la perturbation terminale, provoquée par la présence des cercles primaire et secondaire, prend une importance relative moindre. La longueur d'onde fondamentale se rapproche donc de ce qu'elle serait si le circuit était uniforme, c'est-à-dire, dans le cas actuel, du double de la longueur du circuit : en effet le sommet du cercle secondaire et le pont représentent ici des nœuds ; nous avons l'analogue d'une verge encastrée aux deux bouts ou d'un tuyau ouvert.

Les longueurs d'onde des tons supérieurs se rapprochent aussi de leurs valeurs normales, mais moins vite que la longueur d'onde. C'est ce qu'on peut prévoir. En effet la longueur d'onde λ_p dans le circuit de longueur l représente la longueur d'onde fondamentale du circuit dont la longueur serait $l - (p - 1)\frac{\lambda_p}{2}$; l'expérience le vérifie très exactement. Plus l'ordre p du ton supérieur est élevé, plus ce circuit est court, plus la perturbation terminale a d'importance relative et plus λ_p diffère de l'harmonique correspondant.

Il résulte aussi de ces observations que les vibrations constatées tendent à devenir les vibrations propres du circuit secondaire, quand celui-ci devient assez long. On peut le vérifier par des expériences directes, en faisant varier l'écartement entre le plan du cercle primaire et celui du secondaire ; cette modification influe sur les longueurs d'onde qui correspondent aux petites valeurs de l ; mais cette influence disparaît quand l devient grand.

Si on ouvre le cercle secondaire à son sommet, il doit s'y produire un ventre (en toute rigueur, il faudrait pour cela que la capacité des extrémités fût rigoureusement nulle, ce qui n'est jamais réalisé ; mais le ventre sera toujours au voisinage de l'extrémité). Le système devient l'analogue d'une verge dont l'une des extrémités est encastrée et l'autre libre, ou d'un tuyau fermé. Les harmoniques d'ordre pair doivent disparaître, et c'est en effet ce qui arrive aussi dans l'expérience électrique (Voir le tableau II).

Tableau II.

Cercle secondaire ouvert.

(Le reste comme dans la première série.)

	$\frac{1}{2}\lambda_1$	$\frac{1}{2}\lambda_3$	$\frac{1}{2}\lambda_5$	$\frac{\frac{1}{2}\lambda_1}{l}$	$\frac{\lambda_3}{\lambda_1}$	$\frac{\lambda_5}{\lambda_1}$
260	740	216	»	2,77	0,292	»
360	982	298	»	2,70	303	»
460	1208	358	»	2,61	297	»
560	1403	427	»	2,51	303	»
660	1633	504	»	2,47	308	»
760	1726	572	»	2,27	337	»
860	1943	645	»	2,25	332	»
900	»	725	415	»	(0,33)	0,192
1060	»	794	471	»	(0,33)	193
1160	»	854	504	»	(0,33)	194
	Série harmonique........				0,333	0,200

Enfin, si la perturbation, qui est provoquée par la présence des cercles joue le rôle qui lui est attribué, son influence doit varier suivant la position que ces cercles occupent par rapport aux extrémités du système vibrant. Pour le vérifier, on peut déterminer les longueurs d'onde dans un circuit de longueur totale constante, mais dans lequel les cercles sont à des distances variables des extrémités. Les longueurs d'onde varient avec la position des cercles, sont les mêmes pour deux positions symétriques et, de plus, certains tons disparaissent, et on voit aisément que cette disparition se produit quand l'un des nœuds correspondants se trouverait dans la région occupée par les cercles.

L'analogie acoustique se produit ainsi jusque dans les détails.

2° *Excitateur Bondlot.* — L'excitateur Blondlot employé avait 20 centimètres de diamètre : seules les boules entre lesquelles éclatent les étincelles sont plongées dans le pétrole.

Un condensateur, formé de plaques de 10 centimètres de diamètre écartées de 4, 2 ou 1 centimètre, peut être relié aux extrémités du primaire.

Sans condensateur primaire, on retrouve exactement les mêmes résultats que ci-dessus, avec l'excitateur Drude.

Lorsqu'on introduit le condensateur, on retrouve bien encore la série quasi harmonique des tons supérieurs, mais à la condition de laisser de côté l'une des longueurs d'onde observées. La vibration

correspondante se différencie, d'ailleurs, des autres par plusieurs caractères. Tout d'abord sa longueur d'onde varie peu avec la longueur du circuit secondaire, mais dépend surtout de la capacité du condensateur primaire. Les autres, au contraire, dépendent essentiellement de la longueur du secondaire et peu ou point de la capacité du primaire.

D'autre part, l'intensité lumineuse du tube, qui mesure jusqu'à un certain point l'intensité de la vibration, ne varie pas d'une manière continue avec l, ainsi qu'il arrive pour les autres vibrations. Tantôt elle est très vive, tantôt elle suffit à peine à déceler les nœuds.

Cette vibration doit donc être considérée comme une vibration forcée du secondaire, dont la période dépend essentiellement de la période propre du primaire. Nous observons sur cette vibration le phénomène proprement dit de la résonance multiple, le secondaire jouant le rôle de résonateur.

3° *Excitateur de Lecher*. — La formule de Cohn et Heerwagen permet de calculer *a priori* les longueurs d'onde des oscillations émises par un excitateur de Lecher, dans le cas où l'étincelle est au voisinage immédiat des plaques primaires. En désignant par l la longueur des fils parallèle comptées à partir des plaques secondaires jusqu'au premier pont, d l'écartement de ces fils, R leur rayon, c la capacité du système de condensateurs exprimée en unités électrostatiques, les longueurs d'onde des vibrations possibles du circuit sont données par l'équation :

$$\frac{2\pi l}{\lambda} \operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{l}{4c \log \frac{d}{R}}.$$

Dans les expériences actuelles, la capacité c est relativement petite et du même ordre de grandeur que les capacités accessoires ; il est donc préférable, pour faire la vérification, de chercher si le second membre de l'équation est constant, au lieu de calculer c *a priori*.

La vérification est aussi exacte qu'on peut l'espérer : Une seule des longueurs d'onde, qui est à peu près indépendante de l échappe à cette vérification ; mais il est facile de voir qu'elle représente la longueur d'onde propre au circuit formé par les plaques primaires et les fils qui les relient à l'étincelle (fils primaires).

Lorsque les fils primaires ont une longueur notable, ainsi que les fils secondaires, on observe non plus une seule série, mais deux séries

distinctes de vibrations, tendant chacune vers la série harmonique impaire. L'une correspond aux vibrations propres du secondaire, l'autre à des vibrations forcées dont les périodes dépendent essentiellement des périodes propres du primaire. Ici encore le secondaire joue le rôle de résonateur par rapport au primaire.

Ce primaire ne diffère pas essentiellement d'un excitateur de Hertz; il est donc probable qu'un excitateur de Hertz, de longueur assez grande par rapport à sa capacité, émet une infinité de vibrations de périodes différentes formant une série quasi-harmonique.

Des expériences directes, effectuées dans le laboratoire du professeur Drude, à Giessen, et encore inédites, paraissent confirmer cette supposition.

SUR UNE MODIFICATION DES SURFACES MÉTALLIQUES SOUS L'INFLUENCE DE LA LUMIÈRE;

Par M. H. BUISSON.

Quand on éclaire une lame métallique par les rayons ultra-violets pour étudier la déperdition de l'électricité négative, on constate facilement que la vitesse de cette déperdition diminue peu à peu, et que, si l'expérience se prolonge, la surface devient presque insensible.

Il y a une altération de cette surface, et elle peut être mise en évidence par l'étude des variations de quelques propriétés superficielles.

VITESSE DE DÉPERDITION DE L'ÉLECTRICITÉ NÉGATIVE.

La première de ces propriétés que j'ai étudiée est précisément la faculté de perdre l'électricité négative. Dans ce cas, le rôle de la lumière est double : certaines radiations libèrent les charges électriques, ce sont celles dont les longueurs d'onde sont les plus petites; mais en même temps ces rayons et aussi les autres modifient la surface et font que la déperdition subit des variations. Malgré cette complexité apparente, on peut obtenir des résultats très nets.

Ces variations sont plus considérables, lorsqu'on emploie, comme radiations actives, celles qui sont contenues dans la lumière solaire

et qu'on les fait tomber sur les métaux qui y sont sensibles, le zinc, l'aluminium et, surtout, le zinc amalgamé (¹).

En effet ces radiations constituent l'extrême ultra-violet solaire; leur action est peu intense et ne se manifeste que sur quelques métaux. On est en quelque sorte à la limite du phénomène; un faible changement d'état de la surface produira donc une variation de la déperdition beaucoup plus grande. Au contraire, en prenant une source de lumière riche en rayons ultra-violets, dont l'action est presque la même sur des surfaces très différentes, on aurait beaucoup moins de netteté dans l'étude de l'altération du métal.

De plus, la lumière solaire a sur les autres sources contenant des radiations actives, l'avantage d'être beaucoup plus constante, surtout au point de vue de ces radiations.

Enfin le zinc amalgamé, par suite de la facilité avec laquelle on peut le nettoyer (il suffit de le frotter avec un linge ou un tampon de papier), permet d'obtenir une surface parfaitement neuve, toujours identique à elle-même, comme le montrent les expériences faites en même temps sur plusieurs lames.

La lame en expérience est fixée à un support articulé qui repose sur une base isolante placée près d'une fenêtre et qui est lié à un électroscope à feuilles d'or. On charge l'ensemble négativement : les feuilles divergent, puis se rapprochent sous l'action de la déperdition. On observe l'une d'elles avec une lunette et on mesure le temps qu'elle met à passer d'une division à une autre.

En prenant l'inverse de ce temps, on a la vitesse de déperdition, à l'instant considéré, pour une certaine chute de potentiel qui reste toujours la même.

Supposons qu'on nettoie la surface en pleine lumière et que l'on compte les temps à partir de ce moment. On constate que la vitesse de déperdition diminue régulièrement, et, dans la plupart des cas, en raison inverse du temps écoulé depuis le décapage.

La rapidité de cette diminution est très variable, suivant l'intensité des radiations qui produisent la décharge; en hiver, elle est assez grande pour qu'après quelques minutes on ne puisse plus rien observer ; au contraire, en été, les mesures se poursuivent régulièrement pendant plus d'une heure.

(¹) Elster et H. Geitel, *Wied. Annalen*, t. XXXVIII, p. 497; 1889; — Branly, *C. R.*, t. CXVI, p. 741; 1893.

Cependant l'allure du phénomène est toujours la même. Il y a une vitesse de déperdition extrêmement grande au moment même où la surface du métal est créée à l'état neuf ; mais une altération se produit aussitôt, qui diminue cette vitesse.

Tout d'abord cette altération n'est pas due, comme il est facile de s'en assurer, au départ même de l'électricité négative de la surface ; deux lames, dont l'une reste constamment électrisée depuis sa mise à la lumière et l'autre reste neutre, donnent ensuite la même vitesse.

Ce n'est pas non plus une oxydation sous la seule influence de l'air.

En effet, *à l'obscurité, cette modification ne se produit pas.*

Une lame est nettoyée, puis mise à l'obscurité. Après un certain temps, on la retire et on l'expose à la lumière : elle se comporte alors comme une lame neuve, c'est-à-dire que la vitesse se met à décroître à partir du moment où l'on a éclairé la lame, comme pour une surface qu'on aurait nettoyée en pleine lumière.

Bien plus, la lame qui a subi un passage à l'obscurité est plus sensible qu'une neuve, c'est-à-dire qu'après un éclairement de même durée sa déperdition est plus considérable ; elle peut être jusqu'à huit fois plus grande.

C'est après quelques heures de séjour à l'obscurité que cet accroissement de sensibilité est le plus marqué ; il s'atténue ensuite, et une lame très vieille n'est plus du tout sensible. Il est vraisemblable que d'autres causes viennent agir, humidité, vapeurs et gaz existant toujours dans l'air, qui modifient profondément la surface.

Il y a encore un fait plus intéressant. *Cette modification produite par la lumière n'est pas permanente.* Elle disparaît après un séjour suffisant à l'obscurité, et la lame se comporte ensuite comme si elle n'avait jamais été éclairée.

Ainsi l'action de la lumière n'est que momentanée ; elle disparaît peu à peu quand l'éclairement cesse, et la surface du métal revient à l'état dans lequel elle était antérieurement.

Le zinc et l'aluminium donnent des résultats semblables, mais moins nets, ce qui peut tenir à la difficulté d'obtenir une surface parfaitement neuve avec ces métaux.

DIFFÉRENCE APPARENTE DE POTENTIEL.

Méthode de mesure. — Une propriété superficielle qui dépend beaucoup de l'état de la surface d'un métal est la différence apparente de potentiel qu'il présente avec un autre métal. Là aussi j'ai constaté une action bien nette de la lumière.

Pour mesurer la différence de potentiel, j'ai employé le dispositif aujourd'hui classique [1], qui consiste à former un condensateur avec les deux lames métalliques. L'une d'elles est fixe et liée, d'une part, à un électromètre, d'autre part au sol (conduite de gaz), par l'intermédiaire d'un pont qu'on peut couper. L'autre est mobile et peut être portée à tel potentiel que l'on veut par une dérivation faite sur le circuit d'une pile. Pour une valeur convenable de ce potentiel, on annule le champ électrostatique entre les lames du condensateur, et, quand on soulève la lame mobile après avoir isolé l'autre du sol, l'état électrique de cette dernière ne varie pas, et l'aiguille de l'électromètre reste fixe. Cette valeur du potentiel de la lame mobile est égale et de signe contraire à la différence cherchée.

Comme pile, j'ai pris un accumulateur fermé sur un circuit d'assez grande résistance; j'en mesurais la force électromotrice à l'aide d'un voltmètre Carpentier; j'avais ainsi une précision bien suffisante; car, en définitive, je ne mesurais que les variations d'une différence de potentiel et non celle-ci en valeur absolue.

L'appareil, très simple quand on opère à l'air libre, comprend un support isolant portant la lame fixe. L'autre est vissée à l'extrémité d'un levier horizontal, qui, en tournant autour d'un axe également horizontal, permet de l'écarter un peu de la première.

Le tout est protégé par une boîte de carton, revêtue intérieurement de feuilles d'étain, pour éviter toute influence gênante.

Pour faire une mesure, on retire la lame qu'on veut éclairer, puis on la remet dans l'appareil après qu'elle a subi l'action de la lumière.

Quand on veut opérer en présence d'un gaz autre que l'air, il faut, dans le même espace fermé, faire opérer à la lame mobile le mou-

---

(1) H. PELLAT, *C. R.*, t. XC, p. 990; 1880; — et *J. de Phys.*, 1re série, t. IX, p. 145; 1880; — *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XXIV, p. 5; 1881; — Lord KELVIN, *Bristish Assoc. Swansea Meeting*, 1880; — *Nature*, t. XXIII, p. 567; 1881; — *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLVI, p. 82; 1898.

vement de faible amplitude nécessaire à la mesure de la différence de potentiel, et un autre, plus considérable, pour pouvoir l'éclairer seule. J'ai réalisé cette double condition en reliant cette lame à un axe horizontal qui porte une pièce de fer doux; celle-ci suit les mouvements d'un aimant extérieur à la boîte qui renferme l'ensemble.

On peut ainsi commander la position de la pièce intérieure sans lien matériel.

La marche d'une expérience est la suivante : La lame sur laquelle j'opère est d'abord nettoyée, puis placée dans l'appareil, où elle reste à l'obscurité. Je mesure la différence de potentiel, qui varie lentement, soit par suite du nettoyage, soit parce que l'expérience précédente n'est pas complètement achevée. Quand elle ne varie presque plus, je retire le métal à étudier et l'expose pendant le temps voulu à la lumière, dans des conditions déterminées. L'éclairement terminé, je replace la lame dans l'appareil et je fais rapidement plusieurs mesures, car la différence varie alors beaucoup; je les continue jusqu'à ce que cette variation soit très ralentie. Les valeurs trouvées sont représentées en fonction du temps par une courbe, dont l'ordonnée à l'origine donne la différence apparente de potentiel à la fin de l'éclairement.

L'autre lame, qui est toujours ancienne, pour ne pas avoir à craindre des changements brusques, est restée dans l'appareil, n'a pas été éclairée et n'a donc subi aucune altération.

Toutes les variations observées se reportent uniquement sur la lame qui a été éclairée.

Le métal à étudier, après avoir été dressé à la lime, est nettoyé au papier émeri, puis essuyé avec soin pour enlever les poussières métalliques. Quelquefois, après ce traitement, la surface a été lavée à l'alcool. D'autres lames, préparées par électrolyse, ont été simplement lavées à l'eau et à l'alcool. Une lame de plomb a été brunie en la frottant fortement avec un bâton de verre ayant une extrémité arrondie.

La lumière a toujours été la lumière solaire ou celle de l'arc électrique. Les autres sources ne sont pas assez intenses pour donner une variation bien définie.

Résultats. — En général, le métal éclairé devient plus négatif, c'est-à-dire que, dans la série de Volta, il se rapproche de l'or et s'éloigne du zinc. C'est ce qui se produit avec l'aluminium, le zinc,

le zinc amalgamé, le cuivre, le laiton, le plomb, l'étain, l'antimoine, le bismuth, le magnésium; avec le nickel, la variation est faible; elle est insensible avec le fer, l'argent, l'or. Enfin le platine se comporte en sens inverse des autres métaux; il devient plus positif sous l'action de la lumière.

La variation de la différence de potentiel s'élève jusqu'à $0^v,10$ et même $0^v,14$.

Dans tous les cas, *cette modification n'est pas permanente; elle disparaît graduellement à l'obscurité, et le métal revient peu à peu à son état primitif, la différence de potentiel reprenant la valeur antérieure à l'éclairement.*

La vitesse de ce retour à l'état primitif varie naturellement suivant les différents métaux. Elle est grande avec l'aluminium, l'étain, le bismuth, le magnésium; faible avec le zinc et le platine.

J'ai rencontré un échantillon de métal qui m'a donné des résultats assez constants pour que je puisse l'employer à une étude plus complète du phénomène. C'était un miroir d'héliostat, en métal des miroirs, bien plan et bien poli.

Dans plusieurs expériences successives, cette lame est éclairée par la lumière du soleil ou par celle des nuages, pendant des durées qui varient de dix à cinquante-quatre minutes. A la fin de l'éclairement, elle présente, avec une lame de comparaison, une différence de potentiel très sensiblement la même, voisine de — $0^v,330$; alors qu'après un long séjour à l'obscurité la différence vaut — $0^v,200$.

Ainsi, *quand le métal est éclairé, il y a une nouvelle valeur de la différence de potentiel, sensiblement indépendante de la durée d'éclairement, si celle-ci est supérieure à quelques minutes, la variation étant négative.*

Il est facile d'étudier la période de début. On reconnaît que la variation n'est pas instantanée, mais qu'elle s'établit avec une vitesse d'abord considérable, qui se ralentit ensuite, la valeur limite étant atteinte assez vite.

Ainsi la différence de potentiel après séjour à l'obscurité vaut :

	Volt.
	— 0,200
Après 15 secondes d'éclairement.........	— 0,252
— 30 — —	— 0,273
— 2 minutes —	— 0,310
— 10 — et plus................	— 0,330

Influence de la longueur d'onde des radiations. — Un point particulièrement intéressant est l'action des différentes radiations.

Ne pouvant avoir avec un prisme ou un réseau un faisceau homogène assez intense pour éclairer suffisamment une surface de 40 à 50 centimètres carrés au moins, j'ai employé des verres colorés, placés sur le trajet de la lumière solaire.

On constate, tout d'abord, que les rayons rouges et les rayons jaunes n'ont qu'une action très faible et, par suite un peu douteuse. Les rayons verts et bleus donnent une variation égale à environ la moitié de la variation complète. Enfin les rayons ultra-violets du spectre solaire semblent n'avoir qu'une action faible, car l'interposition d'une lame de verre incolore, qui les absorbe, ne diminue que peu la variation totale.

En éclairant ce même miroir avec l'arc électrique, on obtient une variation nulle; mais, en interposant une lame de verre entre l'arc et le miroir, la variation est alors notable et de même sens qu'avec la lumière du soleil. Or le verre a absorbé les rayons de très petite longueur d'onde; c'est donc que ceux-ci agissent en sens inverse des autres, et que, s'ils sont ensemble, il y a neutralisation.

Avec le zinc, cet effet est encore plus net. Toutes les fois que le soleil agit, la variation est négative. Elle l'est encore, mais plus faiblement, si les rayons venant de l'arc électrique traversent une lame de verre, tandis qu'elle est positive si aucun milieu n'est interposé. A travers une lame de quartz, les rayons de l'arc (sans métal) sont affaiblis, mais agissent toujours dans le sens positif. En introduisant du zinc ou de l'aluminium dans l'arc, la richesse de la lumière en rayons très réfrangibles est telle que l'absorption qu'ils subissent à travers une lame de quartz ou de fluorine est insuffisante pour diminuer leur action, qui reste positive et très considérable ($0^v,140$), malgré une faible durée d'éclairement (de une à deux minutes). Cette action est d'ailleurs la même, que les rayons proviennent de l'aluminium ou du zinc; il n'y a donc pas d'action particulière exercée sur un métal par les radiations qu'il émet.

En résumé, pour le zinc comme pour le métal des miroirs, toutes les radiations n'agissent pas de la même manière. Les rayons peu réfrangibles (rouges, jaunes) ont une action très faible; elle croît pour les rayons verts, bleus, violets; passe par un maximum, puis décroît. Il y a une certaine *radiation neutre* au-delà de laquelle l'action reparaît, mais en sens inverse, la variation étant positive.

En d'autres termes, pour ces deux métaux, il y a une *longueur d'onde d'inversion*, qui sépare le spectre en deux parties, dont les actions sont de sens contraire.

Il est assez difficile de déterminer avec précision cette longueur d'onde. Il semble néanmoins que, pour le zinc, elle se trouve un peu avant la fin du spectre solaire ($0^\mu,295$) et pour le métal des miroirs un peu au delà.

Enfin ce phénomène remarquable de l'inversion n'est pas général. Certains métaux, cuivre, aluminium, magnésium, ne le présentent pas, au moins dans les limites où j'ai opéré.

Influence du milieu. — J'ai remplacé l'air par l'oxygène, l'anhydride carbonique, l'hydrogène. Avec ce dernier, je me suis efforcé d'enlever toute trace d'oxygène libre. Enfin j'ai fait varier la pression et l'ai diminuée jusqu'à 1 centimètre de mercure.

Ces conditions ne changent rien au phénomène. La substitution d'un milieu à un autre fait varier la différence de potentiel des deux lames; puis, sur la nouvelle valeur, l'éclairement produit toujours la même variation.

En résumé, la différence apparente de potentiel entre deux métaux est modifiée lorsque l'un d'eux seul est éclairé.

Sauf le platine, le métal éclairé par la lumière solaire devient plus négatif. La variation est indépendante de la nature du gaz et de la pression. Elle varie peu avec l'intensité de la lumière, si celle-ci est considérable; l'incidence n'a également pas d'effet.

Cette variation n'est pas instantanée. Elle croît d'abord très vite avec la durée d'éclairement, puis tend vers une valeur limite. Cette valeur limite dépend de la longueur d'onde de la lumière employée. Pour certains métaux, toutes les radiations n'agissent pas dans le même sens; les plus réfrangibles produisent une variation positive, et les autres une variation négative. Il y a inversion.

Cet état du métal éclairé subsiste tant que l'éclairement dure; mais il n'est pas permanent. Après retour à l'obscurité, le métal revient à son état antérieur avec une rapidité variable, mais plus faible que pour la transformation inverse.

Il y a deux états définis, l'un à l'obscurité, l'autre à la lumière (d'une composition donnée), stables l'un et l'autre dans leurs conditions respectives. Quand ces conditions varient, l'état du métal se déplace vers celui qui correspond aux conditions nouvelles.

PROPRIÉTÉS CHIMIQUES ET OPTIQUES. ANALOGIES AVEC D'AUTRES ACTIONS DE LA LUMIÈRE.

1° Une lame de zinc fraîchement amalgamée est exposée au soleil derrière un écran percé de trous, ou mieux est appliquée contre une plaque photographique entièrement noire, dont on a enlevé la gélatine par endroits, afin qu'une action possible de l'air soit la même partout.

Après quelques minutes d'exposition, on retire la lame. Il n'y a alors aucune différence d'aspect d'un point à l'autre de la surface; tous paraissent également brillants. Mais, en l'exposant à la vapeur d'iode, on développe l'image latente, et le dessin de l'écran apparaît. Il est facile de voir, à la différence d'éclat, que ce sont les parties insolées qui ont été les moins attaquées.

Il y a donc une différence pour l'aptitude à la combinaison avec l'iode entre les points qui ont été éclairés et ceux qui ne l'ont pas été [1].

2° J'ai voulu voir si la modification de la surface métallique, mise en évidence et étudiée par plusieurs méthodes, pourrait aussi l'être par l'étude des propriétés optiques.

Je n'ai constaté aucune variation de la différence de phase introduite par la réflexion métallique entre les deux composantes d'un rayon lumineux polarisé, lorsque la lame passait de l'obscurité à l'éclairement très grand produit par un faisceau de lumière solaire intense.

Cette méthode est donc impropre à manifester la modification causée par la lumière.

Ce résultat négatif est à rapprocher de celui qui a été observé par M. Lippmann [2], au sujet des lames métalliques qui subissent la polarisation voltaïque, bien qu'il y ait alors une variation très considérable des propriétés électriques de la surface.

On sait que les propriétés optiques dépendent d'une profondeur assez grande du métal, tandis qu'il est vraisemblable que les propriétés électriques n'intéressent qu'une couche beaucoup plus mince.

---

(1) Dans un travail récent, M. J. Waterhouse (*Proceedings of the Royal Society of London*, vol. LXVI, p. 490; 1900) a étudié une action semblable sur des lames d'argent et de quelques autres métaux.

(2) *J. de Phys.*, 2e série, t. X, p. 202; 1881.

La modification produite par la lumière est donc entièrement superficielle et n'affecte pas assez les couches profondes pour qu'elle puisse se manifester par un changement appréciable de l'état de polarisation du rayon lumineux réfléchi.

3° Il y a un parallélisme remarquable entre les deux manifestations que j'ai surtout étudiées, la sensibilité au point de vue de la déperdition et la différence apparente de potentiel, toutes deux ayant une valeur déterminée à l'obscurité et une autre à la lumière.

D'autres phénomènes produits par les rayons lumineux présentent aussi une allure semblable.

Une solution alcoolique d'azotate d'urane reste limpide à l'obscurité. A la lumière, elle se réduit et dépose du protoxyde. Remise à l'obscurité, elle s'oxyde et revient à son état primitif.

Une dissolution de pourpre rétinien, rouge à l'obscurité, se décolore à la lumière et se recolore si on la replace à l'obscurité.

Une plaque photographique, impressionnée, garde assez longtemps cette impression, mais non indéfiniment. Si on la maintient à l'obscurité, l'image latente disparaît peu à peu, et, après un temps assez long, variable suivant la nature de la couche sensible, la plaque ne peut plus être développée. Elle a repris ses propriétés antérieures, et l'on peut s'en servir comme d'une plaque neuve (¹).

La sensibilité à la combustion d'une dissolution d'acide oxalique, sous l'action des rayons solaires, s'accroît par une exposition préalable à la lumière, et cet accroissement disparaît ensuite après un séjour de plusieurs jours à l'obscurité (²).

L'inversion remarquable, que j'ai constatée dans deux cas bien déterminés (zinc et métal des miroirs), se rencontre aussi dans d'autres actions de la lumière.

Depuis longtemps, J. Herschell et Claudet (³) ont montré que les rayons jaunes et rouges détruisent l'action des rayons plus réfrangibles sur la plaque daguerrienne, qu'ils ramènent lentement à l'état primitif.

Les radiations violettes oxydent le gaïac blanc et lui font prendre une coloration bleue. Cette coloration disparaît, et le gaïac oxydé se réduit si on l'expose aux rayons rouges et jaunes, lesquels n'agissent pas sur le gaïac blanc.

(¹) M. Noel, *C. R.*, t. XCII, p. 1108; 1881.
(²) Duclaux, *Annales de l'Institut Pasteur*, t. X, p. 129; 1896.
(³) Claudet, *Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. XXII, p. 332; 1848.

Enfin les radiations très peu réfrangibles provoquent le départ de l'énergie qui a été accumulée par les rayons violets et ultra-violets dans la phosphorescence, c'est-à-dire qu'ils détruisent l'action de ces rayons [1].

Le phénomène que j'ai étudié rentre donc bien dans l'ordre des phénomènes produits par la lumière.

Conclusions. — En définitive, la surface d'un métal éclairé est dans un état différent de celui qui existe à l'obscurité, et variable suivant la nature de la lumière.

L'indépendance de l'effet produit par l'éclairement vis-à-vis du gaz qui entoure le métal écarte l'idée d'une action du milieu, de même que le retour à l'état primitif exclut l'hypothèse d'un composé définitif formé sous l'influence de la lumière.

Il est vraisemblable que tout se passe dans la couche de gaz, que toute surface métallique condense énergiquement, et qui subsiste malgré le changement du gaz ambiant et l'emploi d'un vide poussé très loin.

A l'obscurité, il y a un certain équilibre entre le métal, le gaz condensé à sa surface (probablement l'oxygène, puisque les lames ont toujours été préparées dans l'air) et peut-être aussi quelques composés oxygénés du métal. Mais l'existence de ce composé ne s'impose pas, et l'on conçoit parfaitement que les propriétés superficielles dépendent de l'équilibre qui existe entre le métal et le gaz seuls. Sous l'action de la lumière, cet équilibre se déplace dans un certain sens, et les propriétés de la surface du métal sont modifiées. Pour quelques métaux, certaines variations déplacent l'équilibre en sens contraire des autres, ce qui se manifeste par l'inversion observée.

CONSTRUCTION GÉOMÉTRIQUE DES DEUX IMAGES D'UN POINT LUMINEUX PRODUIT PAR RÉFRACTION OBLIQUE SUR UNE SURFACE SPHÉRIQUE;

Par M. A. CORNU.

La construction des foyers conjugués d'un faisceau réfracté émanant d'un point est peu connue : les traités classiques la passent, en général, sous silence, et cependant elle est fort utile pour l'étude géométrique,

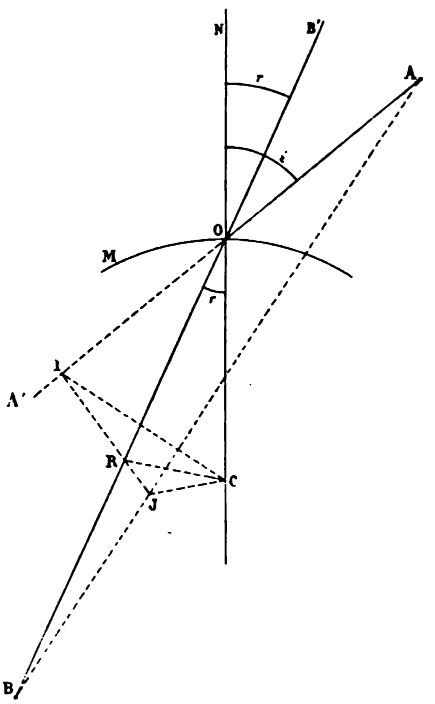
---

[1] SEEBECK, E. BECQUEREL, *C. R.*, t. XIV, p. 901; 1842.

pour le tracé graphique ou même pour la vérification du calcul des systèmes réfringents.

J'ai eu autrefois l'occasion d'examiner ce problème et de rencontrer une construction géométrique simple (¹).

Dans le cas de la recherche du foyer correspondant au pinceau lumineux situé dans le plan d'incidence, le théorème est le suivant :



Considérons, dans le plan d'une courbe dirimante OM *un point lumineux*, A, *un rayon qui en émane*, AO, *et le rayon réfracté correspondant* OB. *Si le point lumineux* A *se meut sur le rayon incident, le point* B *de la caustique qui lui correspond sur le rayon réfracté se déplace de telle sorte que la droite qui les joint passe par un point fixe* J.

Ce point, que nous nommerons centre de jonction, est le pied de la perpendiculaire abaissée du centre de courbure C *au point d'incidence*,

(¹) A. Cornu, *Caustiques. — Centre de jonction* (*Nouvelles Annales de Mathématiques*, 2ᵉ série, t. II ; 1863).

sur la droite qui joint les pieds I *et* R *des perpendiculaires abaissées du même point sur les rayons incident et réfracté* (¹) :

L'existence du point fixe J est une conséquence immédiate de la formule bien connue :

$$(1)\qquad \frac{1}{\rho}(\cos i - n\cos r) = \frac{\cos^2 i}{a} - n\frac{\cos^2 r}{b},$$

facile à démontrer par des constructions infinitésimales :

Dans cette expression, ρ est le rayon de courbure de la courbe OM, i et r les angles d'incidence et de réfraction, a la distance DA, b la distance OB.

En effet la droite AB, rapportée aux axes obliques OA',OB faisant entre eux l'angle $\theta = (i - r)$ aura pour équation :

$$(2)\qquad \frac{x}{a} + \frac{y}{b} = 1,$$

dont les paramètres $\frac{1}{a}$ et $\frac{1}{b}$ sont liés par la formule (1).

Comme les paramètres entrent linéairement dans les deux équations, l'enveloppe de cette droite se réduit à un point ; la droite AB passe donc par un point fixe.

Éliminons l'un des deux paramètres, par exemple $\frac{1}{b}$, il vient, après réduction (1),

$$\frac{y}{\rho}(\cos i - n\cos r) + n\cos^2 r = \frac{1}{a}(xn\cos^2 r + y\cos^2 i),$$

équation satisfaite indépendamment de (1), si l'on égale à zéro chacun des deux membres. Résolvant par rapport à x et y, après avoir substitué à n sa valeur $\frac{\sin i}{\sin r}$, on obtient les coordonnées de ce point fixe J, centre de jonction :

$$(3)\qquad x = -\rho\frac{\sin r\cos^2 i}{\sin(i-r)}$$

$$(4)\qquad y = +\rho\frac{\sin i\cos^2 r}{\sin(i-r)}.$$

(¹) Je croyais cette construction nouvelle ; mais, depuis, j'ai reconnu que Thomas Young l'avait donnée sous une forme équivalente (Voir *Philosophical Transactions*, 1801, vol. XCII, p. 23, et *Œuvres ophtalmologiques* de Thomas Young, traduites et annotées par M. Tscherning, p. 82, Copenhague, 1894). — C'est donc, en définitive, le théorème de Young dont je donne ici la démonstration.

Toute combinaison linéaire de ces deux valeurs donnera une droite passant par le centre de jonction.

1° Divisons l'équation (3) par $\rho \cos i$, (4) par $\rho \cos r$, et ajoutons membre à membre ; il vient :

$$\frac{x}{\rho \cos r} + \frac{y}{\rho \cos i} = 1, \tag{5}$$

$\rho \cos r$ et $\rho \cos i$ sont les distances à l'origine des pieds des perpendiculaires abaissées du centre de courbure sur les axes. Le centre de jonction se trouve donc sur la droite qui joint les pieds des perpendiculaires abaissées du centre de courbure sur les deux rayons.

2° Multiplions (3) par $\sin r$ et (4) par $\sin i$, et ajoutons membre à membre, on a :

$$y \sin i + x \sin r = \rho \sin (i + r),$$

équation d'une nouvelle droite passant encore par le point J.

Elle est perpendiculaire à la droite (5), car les coefficients angulaires :

$$m = -\frac{\cos r}{\cos i}, \qquad m' = -\frac{\sin r}{\sin i},$$

satisfont à la relation de perpendicularité dans le cas des axes obliques :

$$1 + mm' + (m + m') \cos \theta = 0.$$

ici :

$$\theta = i - r.$$

Elle passe d'ailleurs par le centre de courbure C, car son équation est satisfaite par les coordonnées de ce point :

$$x' = -\rho \frac{\sin r}{\sin (i - r)},$$

$$y' = \rho \frac{\sin i}{\sin (i - r)}.$$

La construction est donc démontrée.

Dans le cas des caustiques par réflexion, la construction se simplifie, parce que $r = -i$, et $n = -1$:

Le centre de jonction se trouve à l'intersection de la perpendiculaire CJ abaissée du centre de courbure C, sur la droite qui joint les projections symétriques I et R du centre de courbure.

Remarque. — On sait que l'image du point A par réfraction est *astigmatique*, c'est-à-dire se compose de deux éléments linéaires, dont

l'un, B, est perpendiculaire au plan d'incidence ; c'est celui dont nous venons de déterminer la position.

L'autre foyer est un élément situé dans le plan d'incidence dont on obtient la position en considérant un second rayon issu du point A et rencontrant la surface sphérique en O', à une distance OO' infiniment petite sous la même incidence. Les deux normales ON, O'N' convergent au centre de courbure C ; les deux plans de réfraction se coupent donc suivant la droite AC. D'où il résulte que les points de concours des pinceaux correspondants forment un élément linéaire dirigé suivant la droite AC, au point de rencontre avec les rayons réfractés. C'est la seconde ligne focale. Le centre de jonction J est remplacé par le centre de courbure C. On voit que les deux foyers linéaires, bien que perpendiculaires entre eux, ne sont pas tous deux perpendiculaires au rayon réfracté : le premier en B remplit cette condition ; le second suivant AC est oblique sur ce rayon.

La position de cette seconde ligne focale est définie par la distance b' au point d'incidence O. On trouve aisément la relation :

$$\frac{1}{\rho}(\cos i - n \cos r) = \frac{1}{a} - \frac{n}{b'}.$$

La construction s'étend naturellement, en se simplifiant, aux foyers astigmatiques par réflexion ; ces considérations s'appliquent avec une grande facilité à la discussion des aberrations dans les systèmes optiques.

SUR UNE PROPRIÉTÉ DES GAZ MONOATOMIQUES ;

Par M. Daniel BERTHELOT.

Clausius a déduit des principes fondamentaux de la théorie cinétique des gaz que le rapport des deux chaleurs spécifiques d'un gaz parfait est égal à 1,67. Cette conclusion parut d'abord contredite par l'expérience, ce rapport offrant, pour les gaz examinés jusque-là, des valeurs notablement plus basses, telles que la valeur 1,41 pour l'air et la plupart des gaz à molécule diatomique. Pour les gaz à molécule plus complexe, tels que l'éther, le rapport descend jusqu'à 1,1 environ.

Ce désaccord a été expliqué en remarquant que la théorie de Clausius assimilait les molécules à des points matériels et négligeait l'énergie des atomes dans leurs mouvements autour du centre de gravité de la molécule. Une telle supposition n'est légitime que pour les gaz à molécule monoatomique. Or de l'étude des propriétés chimiques et des densités de vapeur du mercure et de ses composés, les chimistes ont précisément conclu que la molécule de ce corps à l'état de vapeur est monoatomique. Et, en effet, en mesurant le rapport des chaleurs spécifiques de cette vapeur, on a observé la valeur 1,67, en sorte que la théorie de Clausius s'est trouvée vérifiée.

Depuis, MM. Rayleigh et Ramsay, ayant retrouvé ce nombre pour l'argon et divers autres gaz de l'air, en ont conclu qu'ils étaient monoatomiques.

D'autre part, M. Van der Waals, en s'appuyant sur les hypothèses cinétiques, a établi, pour l'ensemble de l'état fluide, l'équation connue $(p + a : v^2)(v - b) = RT$.

Cette équation représente fort bien les faits au point de vue qualitatif ; mais elle n'offre avec eux qu'un accord quantitatif imparfait. La divergence la plus considérable qui ait été signalée jusqu'ici porte sur la valeur de la densité critique. L'équation indique en effet que l'expression $RT_c : p_c v_c$, qui représente le rapport du volume théorique du fluide à son volume réel, au point critique, est égale à 2,67, tandis que voici les valeurs données par l'expérience pour quelques corps [1] :

Octane.	Heptane.	Ether.	Pentane.	Benzine.	Tétrachlorure de carbone.	Anhydride carbonique.	Azote.	Oxygène.
3,86	3,85	3,81	3,76	3,75	3,67	3,61	3,53	3,49

Ce rapport est donc toujours supérieur à 2,67. Il augmente en général avec le nombre des atomes de la molécule, et est voisin en moyenne de 3,7. Aussi a-t-on cherché fréquemment à modifier l'équation de Van der Waals de manière à obtenir une meilleure valeur de la densité critique. La modification de Clausius est la première et la plus connue de ces tentatives; elle a été suivie de beaucoup d'autres,

---

(1) Voir pour la plupart de ces corps : Sydney Young, *On the law of Cailletet and Mathias and the critical Density* (*Philos. Magaz.*, septembre 1900). — Pour l'azote et l'oxygène, j'ai calculé le rapport en admettant les densités critiques qui résultent de la discussion de M. Mathias (*Mém. de la Soc. roy. des Sciences de Liège*, 3e série, 1899; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 407, 1899).

inspirées également de vues empiriques; mais il est hors de doute, quand on envisage dans son ensemble le problème de la compressibilité et de la dilatation des fluides, qu'aucune de ces modifications n'a été heureuse, et que la formule de Van der Waals demeure encore aujourd'hui non seulement la plus simple, mais encore la meilleure [1].

Les mesures récentes faites sur les gaz monoatomiques viennent d'apporter à la formule de Van der Waals, sur le point même où elle semblait le plus s'écarter des faits, une confirmation qui me paraît valoir la peine d'être signalée.

Il est essentiel de noter que les raisonnements de Van der Waals, comme ceux de Clausius, supposent les molécules monoatomiques, car, dans le cas contraire, le covolume b ne peut plus être regardé comme constant.

Or, parmi les gaz monoatomiques, il n'en est qu'un seul dont les constantes critiques soient déterminées aujourd'hui avec assez de précision pour se prêter à une vérification numérique : c'est l'argon.

D'après les mesures de MM. Ramsay et Travers [2], on a $p_c = 52^{atm},8$, $T_c = 155°,6$ abs. La densité liquide est $d = 1,212$ à $T = 87°$ abs. La densité critique n'a pas été mesurée directement; mais on sait que c'est le cas général, et que le seul mode de détermination exact de cette quantité [3] est celui qui consiste à la calculer comme la limite commune des densités du liquide et de la vapeur saturée, quand on tend vers le point critique, au moyen de la formule de M. Mathias $d_c = d : 2[1 + a(1 - T : T_c)]$. Pour déterminer exactement la grandeur a de cette formule, il faudrait au moins deux densités liquides; mais M. Mathias a montré qu'elle est peu variable et oscille entre 1 et 0,8, suivant le plus ou moins de complexité des corps. La valeur moyenne 0,9 donne, pour l'argon, $d_c = 0,434$ et $RT_c : p_c v_c = 2,62$. Si l'on avait pris la valeur 0,8 qu'on rencontre pour les gaz les plus simples, on aurait eu $d_c = 0,448$ et $RT_c : p_c v_c = 2,71$.

On voit donc non seulement que ce rapport est très inférieur à celui qui caractérise les gaz polyatomiques, mais ensore qu'il

[1] Voir notamment, sur ce point, D. Berthelot, *Quelques remarques sur l'équation caractéristique des fluides* (*Archives néerlandaises*, 2e série, t. V, 1900; livre jubilaire dédié au Prof. Lorentz).

[2] *Chemical News*, décembre 1900.

[3] Cf. Mathias, *les Méthodes de détermination des constantes critiques* (*Rapports au Congrès international de Physique de Paris, en* 1900, t. I, p. 615).

paraît fort voisin de la valeur 2,67 indiquée par la théorie de Van der Waals.

Il semble que l'on doive conclure de là que cette formule est plus exacte, numériquement, qu'on ne l'a cru généralement jusqu'ici et qu'elle représente effectivement la compressibilité isotherme d'un gaz monoatomique.

S'il en est ainsi, il convient, pour expliquer les écarts constatés dans le cas des gaz polyatomiques, de modifier non pas le terme $a : v^2$ qui représente la pression interne et qui ne dépend pas de l'atomicité de la molécule, mais bien le covolume b, en évaluant l'influence que le nombre et les mouvements des atomes de la molécule exercent sur la grandeur de ce terme. La formule établie devra d'ailleurs permettre de calculer aussi bien le rapport des chaleurs spécifiques que la valeur exacte de la densité critique. C'est précisément la recherche d'une formule de ce genre que M. Van der Waals vient d'aborder avec sa profondeur habituelle dans un mémoire [1] qui constitue une contribution des plus importantes à la théorie cinétique des fluides.

SUR UN PROCÉDÉ POUR COUPER LE VERRE ;

Par M. G. ROY.

Tous les procédés sont bons pour couper le verre, quand ils sont employés par des gens habiles. Cependant même les habiles ne dédaigneront pas d'employer un moyen qui simplifie et facilite un travail aussi délicat. Je me permettrai de signaler un procédé employé depuis trois ans au laboratoire de physique de l'Université de Dijon, et qui a donné de bons résultats.

Il consiste à remplacer le charbon de Berzélius par le thermocautère. Le maniement de cet appareil exige généralement deux personnes, dont l'une doit insuffler de l'air au moyen d'une poire en caoutchouc ; mais on peut opérer seul dans un laboratoire en se servant de la soufflerie de la lampe d'émailleur. Il suffit, pour couper un tube, de commencer une fente par un petit choc ; le thermocautère étant rouge, on place légèrement la pointe en avant de la fente, celle-ci se continue aussitôt dans la direction touchée ; si on a tracé

---

[1] Académie des Sciences d'Amsterdam : *The equation of state and the theory of cyclic motion*, février, mars, avril 1901.

une section à l'avance au couteau à verre, on obtient rapidement la séparation. La fente obéit au point qu'on peut presque tourner à angle droit.

On peut ainsi à coup sûr couper un tube dans une direction quelconque, enlever le fond des flacons; et, comme exemple, je dirai qu'on obtient très facilement des vases sphériques avec une ouverture quelconque, en coupant par ce moyen le col d'un ballon à densité de vapeurs de Dumas.

S.-D. LIVEING et J. DEWAR. — On the Spectrum of the more volatile Gases of Atmospheric Air which are not condensed at Temperatur of Liquid Hydrogen (Sur le spectre de la partie la plus volatile des gaz de l'atmosphère qui ne sont pas condensés à la température de l'hydrogène liquide). — Notes préliminaires, *Proceed. of the Royal Soc.*, t. LXVII, p. 467-474.

On liquéfie 200 centimètres cubes d'air dans un vase dont les parois sont refroidies à — 200°; puis on fait distiller ce gaz dans un tube refroidi par l'hydrogène liquide. Quand 10 centimètres cubes se sont condensés à l'état solide, on supprime la communication avec le premier récipient, et le mélange subsistant à l'état gazeux est recueilli dans des tubes où l'on a fait d'avance le vide le plus parfait à l'aide de la pompe à mercure. Avant d'atteindre ces tubes, le mélange gazeux doit encore traverser un tube en **U** refroidi dans l'hydrogène liquide.

Le mélange gazeux donne des raies attribuables à l'hydrogène, à l'hélium et au néon; mais ces deux derniers gaz sont dans une toute autre proportion que dans les tubes préparés au moyen de la source de Bath, le néon paraissant relativement plus abondant dans cette source que dans l'atmosphère. Les auteurs pensent que certaines raies du mélange gazeux étudié coïncident avec des raies de l'aurore polaire; mais de nouvelles recherches leur paraissent nécessaires pour élucider cette question importante.

E. B.

V. DVORAK. — Durchbohren dünnwändiger glaskugeln (Manière de percer un trou dans un ballon mince) [1]. — *Physikalische Zeitschrift*, t. II, p. 125; 1901.

On se sert d'une pointe en charbon pour lumière électrique qu'on chauffe au rouge blanc au moyen d'une soufflerie. On presse douce-

---

[1] Voir, plus haut, G. Roy, ce volume, p. 614.

ment la pointe chauffée contre la paroi du ballon et on la retire de même. Les bords de l'ouverture se trouvent repoussés en dedans. M. Dvorak a pu ainsi percer d'un grand nombre de trous un ballon et le conserver pendant des mois sans qu'il se soit produit de fentes.

H.-V. GILL. — On the Theory of Stratified Discharge in Geissler's Tubes (Sur la théorie de la décharge stratifiée dans les tubes de Geissler). — *Proceed. of the royal Soc. of Dublin*, t. IX, p. 415-421 ; 1901.

Dans un mémoire antérieur, M. Gill a émis l'idée que les stries lumineuses produites dans les tubes de Geissler sont dues à un effet mécanique de l'explosion, et il a comparé ces stries aux petits tas de poussière produits aux nœuds des tuyaux sonores dans l'expérience classique de Kundt. Il pense aujourd'hui qu'il faut plutôt les assimiler aux rides élémentaires dans lesquelles se trouvent décomposés ces petits tas de poussières. Il fournit à l'appui de cette comparaison une série d'expériences montrant notamment la formation de stries dans un tube rempli de fumée, dont une extrémité est placée au voisinage d'un tuyau d'orgue. Si, dans un tube de Geissler, on a introduit un corps pulvérulent, les grains de poussière se rassemblent sous l'influence des décharges et forment des stries équidistantes; mais l'espacement de ces stries n'est pas le même que celui des stries lumineuses.

E. B.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. V : 1901.

F. PASCHEN. — Une nouvelle détermination de la dispersion de la fluorine. — P. 299.

Le dispositif est le même que celui employé déjà par l'auteur: les dispersions du prisme et des réseaux ont seulement été à peu près doublées. Les observations jusqu'à $7^{\mu},0$ sont rassemblées dans le tableau suivant où, dans les troisième, quatrième et cinquième colonnes, sont inscrits les écarts entre les résultats de l'observation et les nombres calculés à l'aide des formules de Ketteler :

$$(1) \qquad n^2 = a^2 - \frac{M_1}{\lambda_1^2 - \lambda^2} + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}.$$

On a pour les constantes, soit :

(Formule I_a) $\begin{cases} a^2 = 6{,}09104 & M_1 = 5099{,}15 \\ \lambda_1^2 = 1258{,}47 & \\ \lambda_2^2 = 0{,}008884 & M_2 = 0{,}00612093 \end{cases}$

soit :

Formule I_b $\begin{cases} a^2 = 6{,}09104 & M_1 = 5102{,}07 \\ \lambda_1^2 = 1259{,}19 & \\ \lambda_2^2 = 0{,}008884 & \end{cases}$

et :

(II $$n^2 = A^2 + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} - k\lambda^2 - h\lambda^4$$

où :

$A^2 = 2{,}03913$ $M_2 = 0{,}006125$
$k = 0{,}0032055$ $\lambda_2^2 = 0{,}008884$
$h = 0{,}00002894.$

Longueur d'onde λ.	Indice n.	Δn des unités de la 5ᵉ décimale. Obs.-calc. Formule Ia.	Formule Ib.	Formule II.
0μ,8840	1,42989	0	0	+ 1
1 ,1786	1,42798	− 1	0	0
1 ,4733	1,42652	− 1	+ 2	− 1
1 ,5715	1,42608	0	0	1
1 ,7680	1,42515	0	0	0
2 ,0626	1,42368	− 1	− 1	− 1
2 ,1608	1,42317	0	0	0
2 ,3573	1,42208	0	0	− 1
2 ,6519	1,42032	− 1	0	0
2 ,9466	1,41835	− 1	− 2	+ 3
3 ,2413	1,41623	+ 3	+ 2	0
3 ,5359	1,41388	+ 2	0	− 1
4 ,1252	1,40858	+ 4	+ 3	0
4 ,7146	1,40242	+ 7	+ 5	+ 2
5 ,3039	1,39531	+ 5	+ 3	0
5 ,8932	1,38721	0	− 3	− 5
6 ,4825	1,37834	+ 16	+ 14	+ 13
7 ,0718	1,36810	+ 3	− 1	0

F. PASCHEN. — Bestimmung des selectiven Reflexionsvermögens einiger Planspiegel (Détermination du pouvoir réflecteur spécifique de quelques miroirs plans). — P. 304.

Les radiations émises par une bande de platine recouverte d'oxyde de fer et rendue incandescente électriquement sont renvoyées par un miroir concave, soit directement, soit après réflexion sur le miroir

plan à étudier, vers la fente de l'appareil spectral ayant servi dans les recherches de l'auteur sur la fluorine. Les mesures ont été faites avec un miroir en argent pur, parfaitement poli, et avec des miroirs plans en verre argenté sur leur surface; ceux-ci restent transparents pour le bleu, et il ne faut pas s'étonner si des différences existent entre les deux sortes de miroirs pour les plus faibles longueurs d'onde :

	Miroir en argent pur.		Miroirs en verre argenté. Argenture neuve.	Miroirs en verre argenté. Argenture vieille de 4 ans.
Longueurs d'onde en microns.	Pouvoir réflecteur.	Erreur moyenne.	Pouvoir réflecteur.	Pouvoir réflecteur.
0,7786	94,24	0,39	91,96	85,15
0,9104	95,43	0,15	94,38	86,48
1,096	96,45	0,14	96,04	88,25
1,329	97,30	0,11	97,27	89,50
1,718	97,70	0,11	97,50	90,94
2,204	97,97	0,19	97,95	91,91
3,842	98,18	0,14	98,08	93,58
4,810	98,23	0,18	98,13	94,06
6,264	98,40	0,08	98,20	95,47
7,737	98,69	0,24	98,46	96,17

Il est intéressant de comparer les résultats de M. Paschen avec ceux obtenus par MM. Nichols et Rubens :

λ	0μ.80	0μ.90	1μ.00	2μ.00	2μ.50	3μ.00
Rubens { Miroirs en argent....	94,2	95,1	96,3	97,2	96,3	98,0
Rubens { Miroirs argentés....	96,3	96,5	96,8	97,8	97,8	98,3
Nichols..................	—	96,0	—	97,2	96,5	97,3
Paschen......................	94,83	95,48	96,04	97,88	98,04	98,12

λ	3μ.50	4μ.00	6μ.00	7μ.00	8μ.00
Rubens { Miroirs en argent..........	—	—	—	—	—
Rubens { Miroirs argentés...........	—	—	—	—	—
Nichols...........................	98,3	100,00	99,8	99,6	99,0
Paschen..........................	98,16	98,18	98,36	98,52	98,71

Il y a concordance entre les résultats Rubens et Paschen jusqu'à 3μ. Pour les grandes longueurs d'onde, le pouvoir réflecteur augmenterait moins vite d'après Paschen que d'après Nichols.

R. Dongier.

E. ASCHKINASS et CL. SCHAEFER. — Ueber den Durchgang elektrischer Wellen durch Resonatorensysteme (Passage des ondes électriques à travers les systèmes de résonateurs). — P. 489-501.

D'après la théorie électromagnétique de la dispersion, une substance absorbe les radiations dont la période est égale à la période propre de ses molécules, considérées comme des résonateurs électromagnétiques. Le fait a été vérifié, pour les ondes hertziennes, par des expériences directes de Garbasso. D'autre part, d'après Kundt, quand on dissout une substance absorbante dans un dissolvant incolore, les bandes d'absorption rétrogradent vers l'extrémité rouge du spectre, d'autant plus que le pouvoir réfringent a et le pouvoir dispersif b du dissolvant sont plus grands (a et b sont les constantes de la formule de dispersion $n = a + \frac{b}{\lambda^2}$).

MM. Aschkinass et Schaefer ont voulu vérifier si cette règle de Kundt s'appliquait aux oscillations électriques.

Une série de lames de clinquant identiques entre elles sont disposées parallèlement les unes aux autres, à intervalles égaux, dans un même plan. La longueur de ces lames est environ dix fois plus grande que leur largeur, en sorte qu'on peut les considérer comme des résonateurs linéaires. A travers ce système, on fait passer un faisceau de rayons électriques polarisé dans la direction des lames et on reçoit ensuite le faisceau sur un indicateur à élément thermo-électrique, qui permet d'en mesurer l'intensité.

On mesure cette intensité d'abord en supprimant le plan des résonateurs, puis en plaçant sur le trajet des rayons ce plan, dans l'air d'abord, puis dans une cuve remplie d'un liquide isolant : benzène, éther, acétone. Dans chaque cas, on obtient ainsi la perte d'intensité, et cela pour différentes longueurs des résonateurs élémentaires. Par une interpolation graphique, on détermine la longueur de ces résonateurs qui correspondrait au maximum d'absorption. On constate d'abord que le maximum correspond à une longueur de résonateur d'autant plus faible que le pouvoir inducteur du liquide est plus grand. Ce déplacement correspond bien à la règle de Kundt, quant au sens. Les expériences fournissent aussi une vérification quantitative de la théorie. La période des oscillations enregistrées par l'indicateur est toujours la même, car elle ne dépend

que de cet indicateur. La période des résonateurs est proportionnelle à leur longueur et à la racine carrée du pouvoir inducteur du milieu ambiant : par conséquent, la longueur de résonateur qui correspond au maximum d'absorption dans un liquide de pouvoir inducteur K, divisée par la longueur correspondante dans l'air, doit donner $\sqrt{K}$. Cette égalité se vérifie très exactement, en sorte que ce phénomène donne un moyen de déterminer K.

M. LAMOTTE.

J. TRAUBE. — Ueber Atom- und molecularräume (Sur les volumes atomiques et moléculaires). — P. 548.

1° Le volume moléculaire des liquides, au voisinage du point d'ébullition, a fait l'objet de nombreuses recherches. D'après H. Kopp, *le volume moléculaire* V_m, *c'est-à-dire le quotient de la masse moléculaire par la densité, est égal à la somme des volumes atomiques*

$$V_m = \Sigma V_a.$$

Pour les liquides au voisinage du point d'ébullition, c'est là une loi approchée ;

2° On pourrait l'appliquer, suivant Horstmann, à un certain nombre de corps à la température de 0° C. Mais, pour quelques liquides, en particulier des carbures d'hydrogène, des difficultés se présentent.

L'auteur propose d'adopter la formule :

$$V_m = \Sigma V_a + \Phi,$$

qui ne diffère de la première que par l'introduction du terme Φ qu'il appelle *covolume moléculaire ;* cette formule est non seulement applicable aux combinaisons homogènes, mais même aux dissolutions et aux mélanges.

Les valeurs des volumes atomiques figurant dans le mémoire ne sont, en somme, que des moyennes : l'auteur constate, en effet, que *le volume atomique d'un élément varie suivant la combinaison dont il fait partie ; il est d'autant plus petit que son affinité pour les atomes voisins est plus grande.*

En se servant, d'une part, de la formule classique de Van der Waals, comme l'a fait déjà Lewis et en utilisant, d'autre part, les résultats de

Yung, M. Traube montre que ΣV_a n'est autre chose que le terme b. Dès lors le covolume $\Phi = v - b$.

L'étude des dissolutions aqueuses et les considérations d'ionisation ont conduit l'auteur à penser que la loi d'Avogadro s'applique aux liquides et que, par suite, le covolume moléculaire doit être constant, à une même température, pour les corps les plus différents.

On arrive à la même conclusion en partant de la formule de MM. R. Onnes, Lewis, Nernst :

$$\lambda = RT \log. \frac{v_2 - b}{v_1 - b},$$

où λ est la chaleur de vaporisation moléculaire à la température T.

Or la loi de Trouton indique que, pour les liquides, $\frac{\lambda}{RT}$ est constant. Il en résulte qu'au point d'ébullition le covolume $v_2 - b$ de la vapeur doit être proportionnel au covolume $v_1 - b$ du liquide. *Ainsi, à la même température, les covolumes moléculaires des liquides ne peuvent pas être plus différents que ceux des vapeurs; au moins en première approximation, on peut admettre que la loi d'Avogadro s'applique aux liquides homogènes.*

3° Les résultats de Kopp sont, en somme, d'accord avec ceux de Traube. En effet on peut encore appliquer à la température normale d'ébullition la formule $V_m = \Sigma V_a + \Phi$. Mais, comme, suivant Guldberg, il s'agit ici d'un état correspondant, on peut admettre que le covolume est proportionel à ΣV_a. C'est pourquoi Kopp n'a pas tenu compte du terme Φ.

M. Traube compare ensuite les valeurs de b, au point critique, à la réfraction moléculaire $\frac{M}{d}\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2}$. Le rapport n'est pas absolument constant, mais, pour un grand nombre de composés contenant C, H, O, il est voisin de 4, nombre que font prévoir les théories de Van der Waals et de Clausius-Mossotti.

L'auteur insiste sur la nécessité de considérer : 1° le volume atomique fondamental ; 2° le terme b ; 3° le covolume moléculaire. C'est à cette condition seulement que, dans l'étude des liquides, *on pourra pousser jusqu'au bout l'analogie entre l'état gazeux et l'état liquide. Aussi longtemps qu'on fera pour les gaz une distinction entre la constante b et le covolume, il faudra faire pour les liquides la même distinction.*

4° Les travaux de différents auteurs ont montré les difficultés qu'on rencontre si on définit l'état critique comme la température à laquelle le liquide et le gaz ont même densité. En particulier, Galitzine [1] a montré que l'état liquide peut subsister au-dessus de la température critique.

Pour expliquer ces anomalies, l'auteur remarque que si, au point critique, les densités du gaz et du liquide étaient les mêmes, il faudrait admettre aussi que b ne change pas de valeur, quand on passe de l'état liquide à l'état gazeux. Or *l'auteur trouve, au contraire, que b augmente dans le rapport de 1 à* $\sqrt{2}$. Les variations correspondantes de la densité sont tout à fait de l'ordre des variations observées par M. Galitzine pour l'éther et sa vapeur.

5° Il y a lieu de considérer, pour l'état solide, les mêmes volumes que pour l'état liquide et l'état gazeux.

La formule $V_m = \Sigma V_a + \Phi$ est encore applicable. ΣV_a ne varie que d'une façon insensible, quand le corps passe de l'état liquide à l'état solide. Au contraire, le covolume moléculaire Φ est environ deux fois plus petit dans ce dernier état.

6° Au zéro absolu, les mesures expérimentales font défaut, et il faut se contenter de calculer le volume moléculaire par extrapolation. La formule fournit, dans ce cas, pour Φ, une valeur différente de zéro. Ce résultat est en contradiction avec la formule de Van der Waals, d'après laquelle on devrait avoir $v_0 - b_0 = \Phi_0 = 0$.

L'auteur observe qu'il existe un rapport constant entre le volume critique v_k et le volume au zéro absolu, ce qui est conforme aux prévisions de Guldberg.

E. Rothé.

J. HARMS. — Ueber die Verwendung der Calorimeters zu Messungen mit schnellen electrischen Schwingungen (Emploi du calorimètre dans les mesures effectuées avec les oscillations électriques de haute fréquence). — P. 565-597.

Lorsque des oscillations électriques traversent une cuve renfermant un liquide susceptible d'absorber les oscillations, la quantité de chaleur dégagée est plus grande que la quantité dégagée d'après la loi de Joule dans un liquide non absorbant, toutes choses égales d'ailleurs.

[1] *Rapports du Congrès de Physique de* 1900.

L'excès de la première quantité sur la seconde peut servir à définir le pouvoir absorbant.

Au point de vue pratique, le plus simple est de disposer en dérivation sur le circuit principal, dans deux branches parallèles, un condensateur renfermant le liquide non absorbant et un condensateur à peu près semblable renfermant le liquide absorbant. L'ensemble du dispositif est analogue à celui de l'appareil de Nernst pour la mesure des pouvoirs inducteurs. Les condensateurs sont formés par deux lames de platine disposées à l'intérieur d'une ampoule. Cette ampoule porte un col capillaire, de sorte que l'ensemble forme un thermomètre-calorimètre.

Les pouvoirs absorbants déterminés ainsi sont notablement plus petits que ceux mesurés par la méthode de Drude. L'auteur attribue cette divergence à l'influence perturbatrice de vibrations à longue période. Il est à remarquer aussi qu'il emploie des longueurs d'onde de 10 mètres environ, alors que, dans l'appareil de Drude, ces longueurs sont voisines de 75 centimètres. La diminution que devrait éprouver, d'après la théorie de Liebenow, la résistance des alliages quand la fréquence des oscillations croît, n'a pu être constatée avec certitude pour des longueurs d'onde variant entre 10 et 5 mètres.

M. Lamotte.

L. HAUSER. — Ueber der Einfluss des Druckes auf die Viscosität des Wassers (Influence de la pression sur la viscosité des liquides). — P. 597.

La formule de Poiseuille : $Q = \eta \frac{qr^4}{l} \tau$, qui exprime la quantité Q de liquide écoulé dans le temps τ à travers un tube capillaire de rayon r, de longueur l, sous l'influence de la pression q, permet le calcul du coefficient de frottement η. Comment ce coefficient varie-t-il avec la température et avec la pression ? C'est ce que l'auteur détermine dans le cas de l'eau de 15° à 100° de température et pour des pressions allant jusqu'à 500 atmosphères. La vitesse de passage de l'eau à travers les tubes est enregistrée électriquement ; la forme de l'appareil est celle décrite par Cohen[1]. Les pressions sont obtenues à l'aide d'une pompe Cailletet et observées avec un manomètre convenablement étalonné.

[1] E. Cohen, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 666 ; 1892.

Au-dessous de la température de 32° C., les résultats confirment ceux obtenus par Röntgen [1], par Warburg et Sachs [2], par Cohen [3]; la viscosité diminue lorsque la pression augmente. A cette température (32° C.), — et c'est là un fait nouveau obtenu par l'auteur, — la viscosité passe par un minimum; elle ne change pas lorsque la pression augmente jusqu'à 400 atmosphères. Pour les températures supérieures à 32° C., la viscosité grandit avec la pression. L'augmentation relative de viscosité, pour une même variation de pression, est d'autant plus grande que la température est plus élevée. Dans le voisinage de 100°, cette augmentation atteint 4 0/0.

R. Dongier.

Hans Lehmann. — Photographie der ultraroten spectren der Alkalimetalle (Photographie du spectre infra-rouge des métaux alcalins). — P. 633.

Les résultats incomplets de Snow [4], de Lewis [5] sur les spectres infra-rouges des métaux alcalins, appelaient de nouvelles recherches, dont s'est occupé M. Lehmann en se servant de la méthode photographique. Dans celle-ci, mise en pratique par Abney [6], on augmente la sensibilité de la pellicule photographique pour l'infra-rouge en plongeant la plaque dans une solution appropriée. Abney se servait d'une solution de cyanine.

M. Lehmann a employé la formule suivante :

Solution de bisulfite bleu d'alizarine au	$\frac{1}{500}$.	2	centim. cubes
— nigrosine —	$\frac{1}{500}$.	1	—
— d'ammoniaque (densité = 0,91).		1	—
— nitrate d'argent au	$\frac{1}{40}$.	5	gouttes
— eau distillée..................		100	centim. cubes

qui sensibilise la plaque au gélatinobromure (Lumière ou Schleunner) jusqu'à 1000 $\mu\mu$.

---

[1] W.-C. Röntgen, *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 510; 1884.
[2] E. Warburg et J.-J. Sachs, *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 518; 1884.
[3] Cohen, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 666; 1892.
[4] *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 208; 1892.
[5] *Astrophys. Journ.*, t. II, p. 17 et 106; 1895.
[6] *Philosoph. Trans.*, t. II, p. 653; 1880.

On obtient encore d'excellents résultats en utilisant la solution de Burbank[1], composée de cyanine, d'hydrate de chloral, d'alcool méthylique que l'on mêle avec des proportions convenables d'ammoniaque et de nitrate d'argent. Le développement est effectué avec l'oxalate de fer, auquel on ajoute, afin d'éviter le voile, des traces de bromure de potassium. La source lumineuse est fournie par l'arc électrique jaillissant entre deux tiges du métal à étudier; une solution concentrée de bichromate de potassium dans de l'acide sulfurique étendu absorbe toutes les radiations de longueurs d'onde moindres que 520 $\mu\mu$, et se laisse traverser par les radiations de plus grandes longueurs d'onde jusqu'à 1.000 $\mu\mu$.

Les photographies effectuées à l'aide d'un spectroscope à deux prismes muni d'un prisme à réflexion totale et d'un miroir plan ont été répérées à l'aide des observations d'Abney, de H. Becquerel, de Snow, de Lewis, de Kayser et Runge.

Voici les principales raies relatives au rubidium et au cœsium :

Rubidium $\lambda =$ ($\mu\mu$)	Cœsium $\lambda =$
831.326	921.186
795.046	917.138
780.598	894.992
775.358	876.610
762.666	852.772
740.619	808.202
729.701	801.962
	761.658
	722.748

Ces raies entrent les unes dans les séries principales de Kayser et Runge, les autres dans les séries secondaires.

R. DONGIER.

W. HEUSE. — Glimmentladung in Gasgemischen (Décharge lumineuse dans les mélanges de gaz). — P. 671-677.

M. E. Wiedemann[2] a observé qu'en chauffant progressivement jusqu'à 240° un tube de Geissler, contenant de l'azote à la pression de 10 millimètres et du mercure liquide, les lignes de l'azote faisaient place progressivement aux lignes du mercure qui, finalement, sub-

(1) *Phil. Magaz.*, 5e série, t. XXVI, p. 391-393; 1888.
(2) E. WIEDEMANN, *Wied. Ann.*, t. V, p. 500; 1878.

sistaient seules. M. Lewis [1] a montré, depuis, que la vapeur de mercure, à la pression de $0^{mm},00135$ (pression de saturation à 21°), mêlée à de l'hydrogène à la pression de 3 millimètres, réduit au moins de moitié l'intensité des lignes de ce gaz en montrant très brillantes les lignes du mercure. Une petite quantité d'hydrogène et d'azote ne pouvait être décelée par l'analyse spectrale dans la vapeur de mercure, tandis qu'une trace de vapeur mercurielle est aisément décelée dans l'hydrogène ou l'azote. MM. Collie et Ramsay [2] ont montré, de même, qu'on décèle aisément des traces d'hydrogène ou d'azote dans l'hélium, tandis que 10 0/0 d'hélium peuvent passer inaperçus dans l'azote ou l'hydrogène.

M. Heuse mesure le gradient du potentiel dans la lumière positive non stratifiée : 1° dans l'azote ; 2° dans la vapeur de mercure ; 3° dans un mélange de ces deux fluides. A cet effet, il anime ses tubes par le courant d'une batterie de 2.000 volts, et il mesure, à l'aide d'un électromètre à quadrants, la différence de potentiel entre deux sondes de platine convenablement disposées.

De 22° à 201° le gradient de potentiel dans l'azote, à la pression de $1^{mm},4$, a une valeur constante. On a en moyenne :

$$G_n = 38.$$

Dans la vapeur saturée de mercure, de 163° à 193°, le gradient G_r croît de 11,2 à 18,6, beaucoup plus lentement que la pression.

Dans un mélange d'azote à la pression de $1^{mm},2$ et de vapeur saturée de mercure, le gradient G_g décroît d'abord, à partir de la température ordinaire, passe par un maximum égal à 27,3 vers 91° et atteint 67,8 à la température de 192°.

La chute de potentiel à la cathode est de 230 volts dans l'azote pur et varie de 381 à 400 dans la vapeur de mercure quand la température s'élève de 164° à 178°. Dans le mélange d'azote et de vapeur saturée de mercure, elle s'élève de 230 à 418, quand la température passe de 15° à 183°.

E. B.

---

(1) P. Lewis, *Wied. Ann.*, t. LXIX, p. 398 ; 1899.
(2) J.-N. Collie et W. Ramsay, *Zeitsch. f. phys. Ch.*, XIX, p. 701 ; 1896.

W. HEUSE. — Glimmentladung in Helium (Décharge lumineuse dans l'hélium). — P. 678-684.

MM. Collie et Ramsay [1] ont trouvé que l'hélium observé dans un tube de Plücker à la pression atmosphérique, présente des phénomènes qu'on n'observe dans les autres gaz qu'à un état de vide beaucoup plus avancé.

Au point de vue du gradient de potentiel dans la lumière positive non stratifiée, l'hélium se place entre le mercure et l'hydrogène.

E. B.

H. EBERT. — Ueber Elektricitätszerstreuung in grösseren Höhen (Sur la déperdition de l'électricité aux grandes altitudes). — P. 718-724.

Observations faites en ballon à diverses époques de l'année, comparativement à des observations simultanées faites au niveau du sol et d'où il résulte que, toutes choses égales d'ailleurs, la vitesse de déperdition des deux électricités augmente dans un rapport considérable quand on s'élève, par exemple, à plus de 3.000 mètres. L'état moyen d'ionisation de l'air croîtrait donc avec l'altitude.

E. Bouty.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. II, n° 7; juillet 1901.

Lord KELVIN. — Nineteenth Century Clouds over the Dynamical theory of Heat and Light (Les nuages du XIX° siècle sur la théorie mécanique de la chaleur et de la lumière). — P. 1-40.

Cet article est la reproduction d'une conférence faite par lord Kelvin, en avril 1900, à l'Institution Royale, avec addition de nombreux résultats d'expériences et de calculs effectués depuis par l'auteur avec la collaboration de M. William Anderson.

Un intéressant effort y est fait pour éclaircir deux difficultés fon-

---

[1] Collie et Ramsay, *Zeitsch. J. phys. Ch.*, XIX, p. 701; 1896.

damentales de la représentation mécanique des liaisons entre la matière et l'éther.

La première est celle du mouvement relatif de l'éther et des corps pondérables. Pour concilier l'immobilité du milieu, requise par les phénomènes de l'aberration, avec le déplacement des atomes matériels à travers lui, l'auteur suppose que ceux-ci consistent en perturbation de l'éther par condensation ou raréfaction. Il indique les résultats relatifs au déplacement d'une semblable perturbation dans le cas particulier d'un atome sphérique.

Le principe de l'inertie est satisfait, et un déplacement périodique de l'atome émet des vibrations longitudinales et transversales, ces dernières fournissant les ondes lumineuses.

L'auteur renvoie d'ailleurs à son rapport du Congrès de Physique de Paris, qui traite une question connexe. La plus grande partie de l'article est consacrée à la seconde difficulté relative à la loi de répartition de l'énergie de Maxwell-Boltzmann ; il semble difficile d'admettre que l'énergie cinétique de la molécule d'un gaz se partage également, en moyenne, entre les différents degrés de liberté, surtout si l'on veut faire intervenir ceux qui correspondent aux mouvements vibratoires donnant naissance aux vibrations lumineuses. Le spectre compliqué des gaz même monatomiques conduirait à admettre un nombre considérable de degrés de liberté, et, par suite, donnerait une valeur très voisine de l'unité pour le rapport des chaleurs spécifiques ; ce que l'expérience est loin de confirmer.

Bien que toutes les objections faites jusqu'ici par l'auteur à la loi de Maxwell-Boltzmann, sur le terrain de la dynamique pure, aient été réfutées, il a entrepris cette fois de soumettre la loi à une épreuve d'ordre expérimental en faisant, sur des cas relativement simples, des calculs de moyennes aussi étendues que possible. Les cas étudiés sont ceux de particules sphériques ou allongées, pesantes ou non, se mouvant dans des espaces de formes variées. Les résultats, qui ont nécessité une somme de travail considérable, semblent ne pas confirmer la loi d'égale répartition de l'énergie cinétique, et l'auteur conclut en proposant de la rejeter.

C. BARUS. — The absorption of the Ionized Phosphorus. Emanation in tubes (L'absorption par les tubes de l'émanation ionisée du phosphore). — P. 40-49.

Si un courant d'air, après avoir passé sur des fragments de phosphore, est amené en contact avec un jet de vapeur, il en facilite la

condensation de la même manière que l'air rendu conducteur par l'émission cathodique ou par les radiations de Röntgen, de Becquerel et de Lenard. La couleur que prend le jet de vapeur, vu par transmission, varie avec le volume d'air introduit par minute, le nombre des gouttes augmentant, et la couleur du jet devenant plus bleue à mesure que le volume d'air admis augmente.

L'auteur, qui a déjà publié plusieurs mémoires sur ce sujet, a cherché cette fois comment la propriété acquise ainsi par l'air disparaît quand on le fait circuler dans des tubes de nature et de dimensions variées. La conductibilité électrique du tube ne paraît avoir aucune influence de sorte que les centres de condensation contenu dans le gaz ne paraissent pas se mouvoir sous l'action de forces électriques, différant en cela des centres chargés contenus dans les gaz rendus conducteurs.

Miss H. BROOKS. — Damping of the Oscillations in the Discharge of a Leyden-jar (L'amortissement des oscillations dans la décharge d'une bouteille de Leyde). — P. 92-108.

L'auteur a fait une étude expérimentale de l'amortissement des oscillations en utilisant l'indicateur magnétique décrit par M. Rutherford.

Un faisceau de fils d'acier très fins, aimantés à saturation, est placé au centre d'un conducteur circulaire dont un arc variable peut être parcouru par la décharge d'une bouteille de Leyde. Si la première demi-oscillation de courant est d'un sens tel qu'elle tend à désaimanter les fils d'acier, l'effet produit est plus grand que si la deuxième demi-oscillation produit la désaimantation. Le rapport des arcs de cercle que doivent parcourir deux décharges de sens inverse pour donner la même désaimantation fournit le décrément des oscillations.

L'auteur a pu en déduire une mesure de la résistance des étincelles de décharge. Cette résistance augmente avec la longueur de l'étincelle et diminue quand la pression s'abaisse, jusqu'à une certaine pression critique dépendant de la longueur de l'étincelle.

Les fils de fer donnent, quand ils sont parcourus par la décharge, un amortissement beaucoup plus grand que les autres fils métalliques.

S.-P. LANGLEY. — The New Spectrum (Le nouveau spectre). — P. 119-130.

Dans cet extrait d'un rapport lu devant la *National Academy of Sciences of Washington*, l'auteur, en présentant son livre récent, retrace l'histoire de ses efforts depuis 1880 pour accroître la précision et la commodité des mesures bolométriques dans toute l'étendue du spectre solaire. Il insiste sur ce fait, que le nouvel appareil lui a permis de découvrir et d'étudier complètement toute la portion du spectre comprise entre des longueurs d'onde de 1$^\mu$,8 (limite extrême du spectre infra-rouge connu en 1880) et de 5$^\mu$,3.

Il indique ensuite rapidement les applications possibles de la comparaison des courbes d'intensité dans le spectre. Déjà on peut affirmer l'existence d'une variation régulière avec les saisons.

J. ROSE-INNES. — On the Practical Attainment of the Thermodynamic Scale of Temperature (Sur la mesure pratique des températures absolues). — P. 130-144.

L'auteur a déjà publié deux mémoires sur ce sujet. Il montre ici comment il est possible de déduire, des observations du thermomètre à gaz, la détermination des températures absolues, en s'appuyant sur la valeur de l'effet Joule-Thomson et sur la connaissance exacte d'une seule isotherme du gaz.

Les formules obtenues sont appliquées à la détermination de la température absolue du point de fusion de la glace, en empruntant les données expérimentales aux résultats de M. Chappuis, relatifs aux thermomètres à azote et hydrogène. Le premier donne 273° 361, et le second 273° 153. La différence 0° 208 semble bien grande, étant donnée la précision des mesures, et l'auteur ne sait à quelle cause d'erreur l'attribuer.

La correction à faire aux indications du thermomètre à gaz à volume constant pour une température comprise entre les points 0-100 est extrêmement faible. Elle est plus grande dans le cas du thermomètre à pression constante.

H.-A. WILSON. — On the Magnetic Effect of Electric Convection, and on Rowland's and Cremieu's Experiments (Sur l'effet magnétique de la convection électrique, et sur les expériences de Rowland et de Crémieu). — P. 144-150.

Dans cet essai d'explication des résultats négatifs obtenus par

M. Crémieu [1] dans ses expériences, l'auteur développe d'abord une remarque du Dr Larmor, qui a songé à une influence possible du courant servant à charger le disque d'aluminium dans l'expérience relative à l'effet inverse de Rowland. Supposant le champ magnétique produit par un noyau rectiligne, il montre que l'action du champ magnétique sur le courant de charge doit compenser exactement l'action de la force électromotrice d'induction sur la charge du disque.

Cette conséquence n'est légitime cependant que si le champ est produit par un électro-aimant à noyau rectiligne, tandis que M. Crémieu a utilisé un électro à noyau magnétique fermé, qui ne doit produire aucune action sensible sur le courant de charge.

Dans l'expérience où M. Crémieu a cherché à retrouver le phénomène observé par Rowland, M. Wilson cherche une compensation dans l'entraînement des charges portées par les secteurs fixes avec ou sans écran électro-magnétique en arrière. Il croit pouvoir conclure à un défaut d'isolement des secteurs fixes de M. Crémieu.

LANGEVIN.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CXXX, 1er semestre 1900.

TH. MOUREAUX. — Sur les valeurs absolues des éléments magnétiques au 1er janvier 1901. — P. 65.

Voici ces valeurs :

	Parc Saint-Maur.	Perpignan.	Nice.
Longitude E.	0°9'23"	0°32'45"	4°57'48"
Latitude N.	48°48'34"	42°42'7"	44°43'17"
Déclinaison occidentale	14°47'56	13°40'25	12°1'86
Inclinaison	64°35'2	59°59'5	60°10'4
Composante horizontale	0,19711	0,22421	0,22416
— verticale	0,42117	0,38821	0,39099
— nord	0,19058	0,21786	0,21924
— ouest	0,05033	0,05299	0,04672
Force totale	0,46501	0,44831	0,45069

---

[1] Voir ce volume, p. 453.

A. et V. GUILLET. — Nouveaux modes d'entretien des diapasons. — P. 1002.

Le procédé d'entretien du pendule de M. A. Guillet (¹) s'applique au diapason. L'électro-aimant est en série avec le fil fin d'une bobine dont le gros fil reçoit le courant d'une pile; les interruptions ayant lieu juste au moment où le diapason passe par sa position d'équilibre, les charges induites à l'ouverture et à la fermeture du circuit primaire impriment aux branches du diapason des impulsions favorables. On peut obtenir les interruptions du primaire à l'aide d'un microphone dont les mouvements sont commandés par le diapason lui-même soit directement, soit par l'intermédiaire du milieu interposé. Lorsque les crachements ont disparu et que le microphone rend un son musical à l'unisson de celui du diapason, l'amplitude du mouvement des branches du diapason atteint sa valeur maximum.

A. et V. GUILLET. — Oscillomètre balistique; mesure de la quantité d'électricité et de l'énergie électrique distribuées par courants continus. — P. 1549.

Un cadre C, de surface S et de moment d'inertie A par rapport à l'axe de rotation ZZ', est placé dans un champ magnétique dont la composante utile est φ.

Pendant la durée τ du courant, le cadre subit une impulsion de vitesse angulaire ω_0, telle que :

$$A\omega_0 = S\varphi\int_0^{\tau} idt.$$

Le flux induit dans ce cadre, pendant la durée très courte où son circuit est fermé, est proportionnel à l'intensité I du courant dans la bobine qui produit le champ. On a donc :

$$\omega_0 = K.\ \varphi I.$$

L'angle constant est parcouru par l'équipage dans le temps :

$$\theta = \frac{\alpha}{\omega_0} = \frac{K}{\varphi I}. \quad \text{Donc} \quad \varphi I\theta = K'.$$

Ainsi chaque fois que l'équipage parcourt l'angle constant α : 1° une même quantité d'électricité est fournie par la source, si φ est constant ; 2° une même quantité d'énergie est fournie par la source, si φ est proportionnel à E, force électromotrice d'utilisation.

(¹) A. GUILLET, *C. R.*: 1898.

Ch. FREY. — Pendule à restitution électrique constante. — P. 1248.

On restitue au pendule de la force vive, au moment où celui-ci passe par sa position d'équilibre, en se servant d'un transformateur électrique spécial donnant des courants induits qui transportent une quantité d'électricité indépendante de la pile et réglable à volonté.

H. Le CHATELIER. — Sur le développement et la propagation de l'onde explosive. — P. 1755.

La méthode photographique se prête à l'étude de l'onde explosive [1].

Dans le cas des mélanges d'acétylène enfermés dans un tube de 10 millimètres de diamètre et allumés avec une étincelle électrique, l'onde explosive prend spontanément naissance après les parcours suivants de la flamme :

$2\,C^2H^2 + O^2$.....	$1^m,00$	$C^2H^2 + 2AzO$.....	$0^m,20$
$C^2H^2 + O^2$.....	0 ,05	$C^2H^2 + 6AzO$.....	0 ,50
$C^2H^2 + 6O^2$.....	0 ,15	$C^2H^2 + 2Az^2O$....	1 ,00
$C^2H^2 + 10O^2$.....	0 ,80	$C^2H^2 + 6Az^2O$....	0 ,10

Les vitesses de propagation des ondes explosives sont les suivantes :

$2\,C^2H^2 + O^2$.....	2.160^m	$C^2H^2 + 2Az^2O$.....	2.580^m
$1,5\,C^2H^2 + O^2$.....	2.510	$C^2H^2 + 6Az^2O$.....	2.400
$C^2H^2 + O^2$.....	2.920		
$C^2H^2 + 3O^2$.....	2.220		
$C^2H^2 + 4O^2$.....	2.190	$C^2H^2 + 2AzO$......	2.850
$C^2H^2 + 6O^2$.....	1.950	$C^2H^2 + 6AzO$......	2.800
$C^2H^2 + 10O^2$.....	1.850	$CO + O$	1.900

L'onde explosive ne se propage pas dans tous les mélanges combustibles.

Dans le cas du mélange d'oxyde de carbone et d'oxygène, l'onde explosive ne prend pas naissance spontanément ; on peut la provoquer avec $0^{gr},05$ de fulminate. Si la dose de fulminate est trop forte, on ne l'obtient plus. L'onde comprimée par cette charge est, en effet, trop rapide et ne peut être suivie par l'onde explosive du mélange gazeux, qui reste en arrière et s'éteint.

---

[1] *Annales de Ch. et de Phys.*, 7e série, t. XX, p. 15 ; 1900.

L. DUMAS. — Sur les transformations allotropiques des alliages de fer et de nickel. — P. 1311.

Les alliages ayant des teneurs en nickel voisines de 25 0/0 et ayant une faible teneur en carbone accusent successivement les transformations caractéristiques des deux catégories d'alliages, dénommés *réversibles* et *irréversibles*, par M. Ch.-Ed. Guillaume (1). Ils ont été étudiés à l'usine d'Imphy, de la Société de Commentry-Fourchambault. Voici les principaux résultats :

Composition chimique 0/0.			Points de transformation. Non réversible.		Réversible.	
Nickel.	Carbone.	Manganèse.	à l'échauffement.	au refroidissement.	à l'échauffement.	au refroidissement.
22,64	0,095	0,230	560°	85°	»	»
24,04	0,343	0,506	520°	60°	»	»
24,72	0,098	0,153	530°	40°	»	»
25,84	0,079	0,230	495°	25°	60	50
27,12	0,233	0.182	475°	vers — 30°	95	90
27,72	0,251	0,364	425°	vers — 70°	95	90
28,82	0,110	0,650	410°	vers — 60°	1 0	90
29,94	0.260	0,492	»	non transformé à — 78°	110	110

Jusqu'à 25,84 0/0 de nickel, les points de transformation non réversibles sont au-dessus de 0°; à partir de 25,84 0/0 de nickel, on a constaté l'existence simultanée des points de transformation réversible et non réversible. Les diagrammes obtenus prolongent ceux de M. Osmond (2). Les courbes de transformation non réversibles du fer et celles réversibles se coupent ; elles sont, par conséquent, distinctes. Il semble ainsi établi qu'il n'existe aucune proportion de fer et de nickel pour laquelle, au point de vue de la transformation allotropique, les propriétés soient analogues à celles des eutectiques.

Le nickel abaisse les points de transformation du fer, et le fer abaisse de même ceux du nickel, quoiqu'il commence par les relever. Il en résulte que le magnétisme des alliages qui n'ont pas été refroidis au-dessus de 0° provient exclusivement du fer, si la teneur en nickel est inférieure à 25 0/0 et exclusivement du nickel, si elle est supérieure à 26 0/0. Entre 25 et 26 0/0, le magnétisme a disparu presque complètement à la température ordinaire, par suite de l'abaissement simultané des points de transformation du fer et du nickel.

(1) *C. R.*, t. CXXIV, p. 1515.
(2) *C. R.*, t. CXXVIII, p. 306.

H. CHEVALLIER. — **Les modifications permanentes des fils métalliques et la variation de leur résistance électrique.** — P. 120 et P. 1612.

La théorie des déformations permanentes des corps solides, établie par M. Duhem [1], a été vérifiée expérimentalement, par M. Marchis, dans le cas de la dilatation du verre, par M. Lenoble pour la traction des fils métalliques. M. Chevallier met en évidence les mêmes particularités pour la résistance électrique d'un alliage de platine-argent (2 parties d'argent et 1 partie de platine), qu'on soumet à des variations périodiques de température.

1° *Existence d'une limite.* — La température oscillant entre $T_0 = 15°$ et $T_1 = 150°$, la résistance a pris, à T_0, après chaque série, les valeurs :

1ω,01509 1ω,01500 1ω,01493 1ω,01490 1ω,01488 1ω,01487.

La limite est, on le voit, rapidement atteinte.

2° *Limite des limites.* — Si on produit une perturbation en portant à une température T_2 supérieure à T_1 et si on refait osciller les températures entre T_0 et T_1, la résistance limite à T_0 change. Si on répète plusieurs fois la même perturbation à T_2 suivie de l'oscillation entre T_0 et T_1, on obtient une limite des limites. Si $T_2 = 290°$, cette limite atteint 1ω,00909.

3° *Déplacement de la limite des limites.* — Cette limite des limites grandit avec la température T_2 ; si on fait osciller T_2 entre T_2' et T_2'', la limite des limites se déplace et atteint une limite qui serait invariable pour toute perturbation ne dépassant pas T_2''.

Les variations de la limite des limites affectent une forme caractéristique, qui n'est pas la même pour les fils trempés et pour les fils recuits.

H. Le Chatelier. — **Sur la dilatation de la silice fondue.** — P. 1703.

La silice, à l'état cristallisé, présente, au point de vue de la dilatation, des propriétés curieuses ; à l'état amorphe, elle possède une dilatation à peu près régulière et relativement faible. Les mesures, effectuées par comparaison avec un prisme de porcelaine de dilata-

---

[1] *Mémoires de l'Académie de Belgique*, t. LVI ; — *J. de phys.*, 3e série, t. IX, p. 28, 1900.

tion connue, ont fourni les résultats suivants, exprimés en millimètres et rapportés à une longueur de 100 millimètres.

Températures.....	180°	532°	588°	700°	750°	850°	942°
Allongements.....	0^{mm},005	0,038	0,050	0,075	0,090	0,080	0,070

Le coefficient de dilatation entre 0° et 1.000° est 0,0000007. La silice fondue a donc une dilatation beaucoup plus faible que tous les corps connus et, pour ce motif, elle doit résister sans rupture à des changements très brusques de température.

Le quartz ne fond qu'à une température supérieure à celle du platine. On abaisse son point de fusion par l'addition de petites quantités d'alumine. La composition $10SiO^2,Al^2O^3$ fond à 100° environ plus bas que le platine. L'addition de bases alcalines et alcalino-terreuses abaisse encore le point de fusion, mais augmente la dilatation.

Par addition de lithine, on obtient le mélange :

$$10\ SiO^2,Al^2O^3,Li^2O,$$

qui fond à 1.200° et possède une dilatation peu supérieure à celle du quartz fondu.

A. DUFOUR. — Sur un thermomètre en quartz pour hautes températures. — P. 775. — Sur la résistance de la silice fondue aux variations brusques de température. — P. 1753.

M. Dufour, qui sait étirer le quartz en fil, a pu réaliser des tubes de quartz et fabriquer un thermomètre avec de l'étain pour corps thermométrique. Il signale l'emploi du quartz pour la fabrication des tubes à spectroscopie. Il a vérifié depuis longtemps déjà le fait indiqué par M. Le Chatelier dans la note qui précède et relatif à la non-rupture des objets en quartz sous l'influence des variations brusques de température.

P. VILLARD. — Sur la perméabilité de la silice fondue pour l'hydrogène. — P. 1752.

La silice fondue, chauffée au rouge, est, comme le platine, perméable à l'hydrogène, mais à un degré moindre. Cette perméabilité, qui augmente beaucoup lorsqu'on atteint la température de ramollissement de la silice, permet d'expliquer le son musical que

l'on entend, lorsqu'une ampoule de silice, soufflée à un tube de même substance, est chauffée à 1.500°. Il se produit de l'eau par combustion de l'hydrogène, qui pénètre dans l'ampoule à cause de la perméabilité de l'enveloppe; cette eau se condense. Si l'on chauffe tout l'appareil, on évite la condensation rythmée de cette eau, et l'ampoule devient silencieuse. Le même effet a été obtenu par de la Rive (1802) avec une ampoule dans laquelle on avait préalablement introduit une goutte d'eau.

J. COLLET. — Nouvelle détermination de la pesanteur. — P. 642.

Ces recherches complètent les mesures antérieurement effectuées le long du parallèle moyen du cap Ferret, à Turin. Ils sont relatifs aux trois stations de Grenoble, de Saint-Agrève et du Lautaret.

	Altitude.	Latitude.	Densité.	g_0	g_1	$g_0 - g_1$
Grenoble	211m	45°11'12"	2,6	9,80632	9,80705	— 0,00073
Saint-Agrève.	1058	45°0'36"	2,7	9,80639	9,80689	— 0,00050
Le Lautaret..	2058	45°2'5"	2,7	9,80521	9,80688	— 0,00167

Ces résultats confirment les conclusions déjà énoncées dans des notes antérieures [1].

P. MASSOULIER. — Relation entre la conductibilité électrolytique et le frottemen interne dans les solutions salines. — P. 773.

Il résulte des travaux antérieurs de Wiedemann [2], Grottrian [3], Grassmann [4], Bender [5], Stephan [6], Bouty [7], Foussereau [7], Poincaré [7], que les variations de la résistance électrique et du frottement interne ont lieu dans le même sens. Mais la loi de proportionnalité n'a pas été démontrée. En employant des solutions de sulfate de cuivre

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 730; 1898.
(2) *Annales de Poggendorf*, t. XCIX, p. 205; 1856.
(3) *Annales de Poggendorf*, t. CLVII, p. 130, 146, 257; 1876; — *Annales de Wied.* t. VIII, p. 529, 554; 1879.
(4) *Annales de Wied.*, t. XVI, XVIII, XIX.
(5) *Id.*, t. XXII; 1884; t. XXX; 1887.
(6) *Id.*, t. XVII-1882.
(7) *Annales de Ch. et Phys.*, 6e série, t. V, VII, XXI; — *J. de phys.*

dans des mélanges d'eau et de glycérine, on peut obtenir des variations plus considérables que dans les expériences antérieures. Les mesures électriques sont effectuées soit par la méthode de compensation de M. Bouty soit avec le dispositif de Kohlrausch, tel qu'il existe au laboratoire d'Ostwald. Le frottement interne est mesuré par la méthode de Poiseuille. Voici les résultats :

Température 40°.	Résistance.	Frottement interne.
Solution sans glycérine..............	100	100
— avec $\frac{1}{8}$ de glycérine..........	140	153
— — $\frac{2}{8}$ —	205	243
Température voisine de 15°.		
Solution sans glycérine..............	100	100
— avec $\frac{1}{48}$ —	104	105
— — $\frac{1}{24}$ —	111	114
— — $\frac{1}{12}$ —	126	132
— — $\frac{1}{6}$ —	161	160
— — $\frac{1}{3}$ —	289	298

La concordance est meilleure à 15° qu'à 0°. Il y aurait lieu, pour expliquer ces différences, de tenir compte de l'ionisation de la solution.

H. LE CHATELIER. — Sur les points anguleux des courbes de stabilité. — P. 1606.

A tout changement dans la nature d'un corps cristallisé en équilibre avec le liquide qui le dissout correspond un point anguleux dans la courbe de solubilité. M. Le Chatelier démontre par la thermodynamique que, dans le cas où il y a un échange réciproque des deux corps en dissolution (point eutectique de Guthrie), *les tangentes trigonométriques des deux courbes sont dans le rapport des chaleurs latentes de dissolution de poids des deux corps égaux à ceux qui se trouvent dans la solution saturée.*

Si l'on rapproche cette loi de la formule de solubilité :

$$\delta \cdot \frac{ds}{s} = 500 \frac{\mathrm{L}dt}{t^2}.$$

on voit que *la valeur du coefficient* δ (appelé i par M. Van t'Hoff) *est la même pour deux corps différents pris à leur point eutectique.*

THOMAS TOMMASINA. — Sur la cristallisation métallique par transport électrique de certains métaux dans l'eau distillée. — P. 325.

L'anode et la cathode sont formées du même métal, et elles sont plongées dans de l'eau distillée.

Sur la cathode, repliée deux fois à angle droit en sens opposé, on observe, sous l'influence d'un très faible courant, un dépôt cristallisé. Le phénomène est très distinct et visible à l'œil nu avec le zinc ; on voit naître des cristaux métalliques dont les faces ont un éclat très vif, semblable à celui des surfaces d'argent bien polies.

Si l'on opère dans l'huile de vaseline avec un disque et un gros fil de cuivre pour électrode, on obtient un filament de brouillard brun rougeâtre, reliant le centre du disque avec l'extrémité du fil ; ces filaments paraissent formés par des chaînes de petits cristaux métalliques polarisés. Ces expériences, complétées par des observations nouvelles, seraient peut-être susceptibles de renseigner sur les mouvements et la vitesse des ions.

F. CAUBET. — Sur la liquéfaction des mélanges gazeux. P. 167. — Sur la liquéfaction des mélanges gazeux anhydride carbonique et anhydride sulfureux. — P. 828.

L'auteur fournit les lignes limites correspondant à divers mélanges de CH^3Cl et de CO^2 et à divers mélanges de CO^2 et de SO^2. Ces lignes offrent l'allure générale représentée dans le livre de M. Duhem [1].

L. CAILLETET, COLARDEAU et RIVIÈRE. — Recherches sur les tensions de la vapeur de mercure saturée. — P. 1585.

Le mercure est chauffé dans un tube-laboratoire en fer, de 46 cm. de longueur, de 3 cm. de diamètre extérieur, de 7 millimètres de diamètre intérieur, fermé à ses extrémités. Dans ce tube est introduit un deuxième tube concentrique, qui est fermé à son extrémité inférieure et qui contient une pince thermoélectrique. L'intervalle compris entre les

(1) *Traité élémentaire de mécanique chimique*, t. IV.

deux tubes est très étroit. La vapeur de mercure qui se forme au-dessous du tube intérieur est isolée par la gaine liquide existant dans cet intervalle étroit. La partie supérieure du tube-laboratoire communique par un tube flexible en fer avec un cylindre de fer fermé dont on peut faire varier le volume intérieur à l'aide d'un piston plongeur à vis. On peut ainsi ramener à une même valeur le volume total de mercure à l'état liquide et à l'état de vapeur, et on est renseigné à ce sujet par un contact électrique. La partie supérieure du cylindre est mise en relation par un tube de fer avec une pompe hydraulique munie d'un manomètre. Les indications observées sont acceptables, si le manomètre ne varie pas pendant que l'on déplace le piston plongeur ; c'est que la variation de volume n'affecte alors que la valeur saturée. Voici quelques résultats :

Températures.	Pressions.
400°	2,1
450°	4,25
500°	8,0
550°	13,8
600°	22,3
650°	34,0
700°	50,0
750°	72,0
800°	102,0
850°	137,5
880°	162,0

Les expériences n'ont pu être faites au-delà de 880°, parce que le tube de fer se laisse alors traverser par le mercure.

G. MASSOL. — Sur un thermocalorimètre à déversement. — P. 1126.

L'appareil de M. Massol repose sur le même principe que celui de Regnault. L'alcool étant remplacé par l'acide sulfurique, on peut opérer dans des intervalles de température plus étendus, on peut utiliser l'appareil dans des intervalles différents de température en employant un dispositif analogue à celui du thermomètre Walferdin. Le rayonnement devant s'effectuer dans une enceinte à température constante, on emploie une étuve Schribaux, avec régulateur Roux.

L. MARCHIS. — Sur le moteur à gaz à explosion. — P. 705 et 1246.
A. WITZ. — Le cycle théorique des moteurs à gaz à explosion. — P. 1118.

La théorie des moteurs du type Otto qui est un moteur à quatre temps avec compression préalable, fait l'objet des critiques de M. Marchis.

Les hypothèses adoptées jusqu'à ce jour conduisent à des conclusions inadmissibles.

Dans le cas des moteurs Niel, Charon, Letombe, Heynen, etc., M. Witz soutient que le cycle, décrit dans son traité, constitue un type assez parfait, puisqu'il permet la détente complète des gaz, détente qu'on doit rechercher si l'on veut obtenir le rendement maximum [1].

A. PONSOT. — Réactions chimiques produites dans une solution; tension de vapeur du dissolvant. — P. 782. — Réactions chimiques limitées dans les systèmes homogènes. — Lois des modules. — P. 829 [2].

Les conclusions de l'auteur relatives à la première note sont les suivantes :

Des réactions spontanées et limitées, effectuées à température et à pression constante entre des corps dissous et mélangés, modifient un système homogène ou hétérogène. Ces réactions accroissent jusqu'à une valeur maximum la tension de vapeur du dissolvant, lorsqu'il ne prend part à aucune réaction. Elles accroissent, jusqu'à une valeur maximum, la tension de vapeur d'un des corps réagissants, lorsque ce corps est produit dans la réaction, et inversement.

W. SCHAFFERS. — Sur la production des fantômes électrostatiques dans les plaques sensibles. — P. 897.

L'action sur une plaque photographique du commerce de deux pointes en communication avec une machine d'induction dessine les lignes de force qui apparaissent sans le secours du bain de développement et se conservent après l'action du bain d'hyposulfite de soude. Afin d'éviter les globules ambulants observés par M. Stéphane Leduc, on n'établit le contact que de la pointe positive, tandis que la pointe négative doit être séparée de la pellicule sensible d'environ 1/2 millimètre.

---

[1] Voyez, sur ce sujet, Brunhes, *J. de Phys.*, ce vol., p. 309.
[2] Voyez, *J. de phys.*, ce vol., p. 409.

A.-A. PETROWSKY. — Sur la distribution du potentiel dans un milieu hétérogène. — P. 112. — Sur la mesure de la capacité dans un milieu hétérogène. — P. 164.

Ces recherches mathématiques s'appliquent aux questions suivantes : 1° Capacité d'un condensateur plan, sphérique ou cylindrique, de deux surfaces métalliques entre lesquelles se trouvent plusieurs couches de diélectriques différents; 2° distribution du potentiel autour d'une sphère métallique disposée au centre d'une autre sphère n'isolant qu'imparfaitement; 3° capacité de la sphère ci-mentionnée, mesurée par un des procédés employés ordinairement (c'est-à-dire au moyen de courants alternatifs).

Dans l'emploi des courants alternatifs pour la mesure des capacités, il y a lieu de considérer celles-ci comme variables avec le temps. Dans le cas où le potentiel de la source est exprimé par la fonction $V = E_0 \sin 2\pi nt$, on démontre que la charge totale a la même période que le potentiel, mais qu'elle diffère de celui-ci par sa phase. On peut, en remplissant certaines conditions, obtenir des équilibres bien définis susceptibles d'être mesurés. La théorie d'ailleurs reste d'accord avec les expériences réalisées par Borgman et Petrowsky [1], par Hanauer [2].

H. PELLAT et BEAULARD. — De l'énergie absorbée par les condensateurs soumis à une différence de potentiel sinusoïdale. — P. 1437.

Les diélectriques ne présentant pas de phénomènes d'hystérésis, mais simplement de la viscosité électrique [3], on peut obtenir, à l'aide des formules établies par M. Pellat [4], la valeur de l'énergie absorbée par un condensateur dont les armatures sont soumises à une différence de potentiel sinusoïdale. On arrive à la formule très approchée :

$$W_1 = bh\varphi_0^2.$$

W_1 représente l'énergie transformée en chaleur par unité de volume et de temps; b et h sont définis par les relations $\frac{dj}{dt} = b(J - j)$ et $J = h\Phi$,

---

[1] *C. R.*, t. CXXVIII, p. 420; 1899.
[2] *Wied. Ann.*, p. 65; 1898.
[3] F. Beaulard, *C. R.*, t. CXXX, p. 1182; 1900.
[4] *Annales de Ch. et Ph.*, 6e série, t. XVIII, p. 150 et 571; 1899.

en appelant J la polarisation réelle finale pour le champ final Φ, quand on maintient constante la différence de potentiel des armatures. Cette formule démontre que, au point de vue de l'échauffement, les meilleurs diélectriques sont ceux pour lesquels *b* et *h* sont le plus faibles. La détermination expérimentale de *b* et de *h* peut donc permettre un choix judicieux des diélectriques employés pour les condensateurs industriels.

D'ARSONVAL. — Exploseur rotatif et dispositifs divers pour la production de puissants courants à haute fréquence. — P. 1049.

L'auteur décrit les appareils qu'il a imaginés pour la décoration de la façade du Palais de l'Électricité à l'Exposition de 1900.

ALBERT TURPAIN. — Comparaison de diverses formes de l'interrupteur de Wehnelt. — P. 409.

L'étude comparative des différents interrupteurs (Foucault, Wehnelt, Caldwell, Simon) a été faite avec une même bobine, au double point de vue de la puissance (limite de passage de l'aigrette ou de l'étincelle) et de la rapidité (limite de passage de l'étincelle à la chenille). Au point de vue de la durée et de l'économie, l'interrupteur de Wehnelt à orifices (Caldwell, Simon) doit être préféré à l'interrupteur à fil de platine Wehnelt proprement dit. Toutes ces formes sont préférables à l'interrupteur de Foucault, au point de vue de la rapidité. Au point de vue de la régularité et de la puissance, le Foucault fournit d'aussi bons résultats que le Wehnelt, sur lequel il présente l'avantage de fournir à volonté un nombre donné d'interruptions à la seconde.

C. GUTTON. — Vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le bitume et le long des fils noyés dans le bitume. — P. 894.

On emploie un dispositif analogue à celui dont l'auteur s'est servi pour constater l'égalité des vitesses des ondes électromagnétiques, quand elles se propagent librement dans l'air et le long de fils plongés dans un milieu. Dans le bitume, les ondes électromagnétiques se propagent avec la même vitesse, qu'elles soient ou non guidées par des fils.

Des considérations d'homogénéité, que l'auteur développe, permettent de prévoir ce résultat. Il suffit d'admettre que le bitume ne présente pas d'absorption sensible pour les radiations électriques et qu'il n'est pas conducteur.

C. GUTTON. — Sur la constante diélectrique et la dispersion de la glace pour les radiations électromagnétiques. — P. 1119.

Avec un dispositif semblable au précédent, on peut déterminer l'indice et la constante diélectrique de la glace pour différentes longueurs d'ondes. On a aussi employé la méthode de M. Blondlot (1) qui consiste à mesurer la longueur d'onde d'un même résonateur d'abord lorsqu'il est dans l'air, puis lorsque le condensateur est plongé dans la glace. Voici les résultats obtenus :

Longueurs d'onde en centimètres.	Indices de réfraction.	Constantes diélectriques.
14	1,76	3,10
25	1,73	2,99
48	1,72	2,95
110	1,70	2,89
280	1,65	2,72
750	1,60	2,56
1354	1,54	2,37
2088	1,50	2,25

L'indice de réfraction de la glace diminue lorsque la longueur d'onde augmente; la glace présente donc la dispersion normale pour les ondes électromagnétiques. Ce qui tient probablement à la très grande transparence de la glace pour ces radiations (2).

P. DE HEEN. — L'inductance et les oscillations électrostatiques. — P. 1071. — De la transparence de divers liquides pour les oscillations électrostatiques. — P. 1460.

Au phénomène d'*influence* exercé par les charges électrostatiques se superpose un phénomène d'*inductance* qui est comparable à celui de l'électrodynamique et qui est régi par la loi suivante : 1° Si l'on approche un conducteur chargé d'un autre conducteur, ou encore, si l'on charge ou si l'on accroît le potentiel du premier conducteur,

---

(1) *C. R.*, t. CXIX, p. 595; 1894.
(2) DRUDE. *Physik des Æthers*, p. 531 : 1894.

le deuxième conducteur se charge d'électricité de même nom. Le contraire a lieu si l'on exécute les opérations inverses; 2° Un conducteur mis en mouvement dans le voisinage d'un deuxième conducteur tend à se déplacer en sens inverse du mouvement qu'on lui communique.

L'auteur cite une série d'expériences, qui s'interprètent à l'aide de cette loi. Dans la deuxième note M. de Heen reconnait toutefois que ces mêmes expériences pourraient s'interpréter à l'aide de la théorie connue de l'influence.

Parmi ces expériences, il en est une que l'auteur utilise pour produire des oscillations électrostatiques susceptibles d'être transmises à distance. Il suffit de réunir l'un des pôles d'une bobine de Ruhmkorff, actionnée par un interrupteur Wehnelt, avec une toile métallique. La transparence relative des différents liquides est mesurée à l'aide d'un appareil formé de deux éprouvettes en verre mince, disposées concentriquement, munies chacune d'un bouchon en verre. Le tube central renferme le tube à vide destiné à déceler l'oscillation; le liquide occupe la portion annulaire de 5 millimètres d'épaisseur. Voici l'ordre de classement des substances observées :

Liquides opaques.	Liquides transparents.
Eau	Ether
Alcool éthylique	Pétrole
— amylique	Benzine
Aldéhyde	Xylène
Sulfure de carbone	Acide butyrique
Bromure d'éthyle	— valérianique

P. VILLARD. — Sur la décharge des corps électrisés et la formation de l'ozone. — P. 125.

Une flamme, ou un corps incandescent ou un morceau de phosphore placés entre les armatures d'un condensateur plan déchargent ce dernier, si les armatures sont portées à un haut potentiel. Les phénomènes de déviation magnétique, d'attraction et de répulsion électrostatiques permettent de s'assurer que la décharge est due à l'action des rayons cathodiques.

Il est donc légitime de penser que les corps incandescents émettent des rayons cathodiques. Des expériences analogues permettent de ramener à la même cause : 1° les radiations particulières produites par les étincelles électriques (rayons de décharge de M. E. Wiede-

man); 2° la décharge par la lumière ultra-violette; 3° la production d'un courant entre le bout positif du filament d'une lampe à incandescence en activité et une électrode soudée dans la lampe (effet Edison); 4° la production de l'ozone par les flammes, par les corps incandescents, par l'arc électrique et les étincelles, par l'oxydation du phosphore à froid; 5° la production de l'ozone par le radium.

GUIDO SIGRISTE. — Appareil de photographie instantanée à rendement maximum. — P. 82.

Avec les obturateurs d'objectifs, l'action de la lumière sur la surface sensible se fait en trois périodes : une d'ouverture, une de pleine admission et l'autre de fermeture. La première et la dernière, qui sont défectueuses, deviennent forcément prépondérantes, lorsqu'il s'agit de poses très courtes. Dans ce cas, il vaut mieux employer une fente obturatrice à bords tranchants et rigides, à une distance extrêmement faible de la surface de la pellicule. On supprime ainsi les périodes d'ouverture et de fermeture; tous les points de l'image reçoivent des proportions de lumière exactement les mêmes que celles émises par les différents points de l'objet. Un autre avantage de ce dispositif est que les images paraissent tout à fait exemptes du halo par réflexion.

A. TRILLAT. — Transformation de l'image photographique d'un cliché en un état lamellaire et phénomènes de colorations qui en dérivent. — P. 170.

L'image photographique d'un cliché est formée d'un précipité amorphe disséminé dans l'intérieur de la pellicule. On peut obtenir un précipité lamellaire en exposant la plaque impressionnée à l'action de l'acide azotique, qui dissout le précipité argentique et la plaque transparente. Sous l'action du gaz sulfhydrique, il se produit un précipité lamellaire et l'image réapparaît. La plaque, observée sous différentes incidences, fournit des colorations qui ne sont pas celles de la réalité; on peut toutefois obtenir dans un cliché la localisation de certaines nuances.

R. DONCIER.

IL NUOVO CIMENTO ;

Divers travaux italiens ;

4me série, t. XI et XII ; 1900 ; — 5me série, t. I ; 1901.

S. MARCUCCI. — Azione esercitata da uno corrente a basso potentiale sopra alcumi coherer quando questi abbiano acquistata la conducibilità (Action exercée par un courant à bas potentiel sur certains cohéreurs quand ceux-ci ont acquis la conductibilité). — *Il Nuovo Cimento*, 4e série, t. XI, p. 173 ; 1900.

Les cohéreurs employés sont constitués par un fil métallique posé transversalement sur deux fils horizontaux.

Un faible courant peut faire perdre la conductibilité. Ainsi, avec un fil d'antimoine posé sur deux fils d'aluminium, la résistance primitive étant de 1 mégohm, si l'on mesure au pont de Wheatstone la résistance après excitation, on observe qu'elle a beaucoup diminué, mais elle reprend sa valeur primitive avant qu'on ait ramené l'aiguille au zéro. En diminuant l'intensité, on peut éviter l'action. L'antimoine se prête bien à ces expériences. La conductibilité ne diminue pas progressivement, elle disparaît brusquement.

SELLA et POCHETTINO. — (Sur la prétendue perte de charge électrique par évaporation). — *Rendiconti dei Lincei*, juillet 1900.

L'évaporation ne produit pas de perte de charge pour des densités électriques de l'ordre de 2×10^3 unités électrostatiques. Ce résultat est à rapprocher de ce qu'il n'y a production d'électricité ni par évaporation ni par condensation.

La méthode expérimentale consiste à déterminer le temps nécessaire pour une perte de charge déterminée d'un petit plateau métallique sur lequel on peut déposer une couche d'eau, pendant que sa surface est balayée par un courant d'air sec ou par un courant d'air saturé d'humidité.

A. SELLA. — Déformation de la surface plane d'un liquide en présence d'un corps électrisé. — *Rendiconti dei Lincei*, t. IX, p. 80 ; 1900.

La surface plane d'un liquide se déforme lorsque l'on en approche un corps électrisé. L'auteur établit la formule dans le cas d'une sphère conductrice placée au-dessus d'un liquide conducteur, lorsque

la déformation est suffisamment faible pour ne pas altérer la distribution électrique.

G. ERCOLINI. — Un condensotore a capacità variabile con continuità (Condensateur à capacité variable d'une manière continue). — *Il Nuovo Cimento*. 4e série, t. XII, p. 279

Des lames de verre bien planes et recouvertes d'étain sur leurs deux faces sont superposées et supportées par de petits cylindres métalliques fixés dans des règles formant un rectangle déformable. Les lames sont maintenues par des colonnes de verre qui ne permettent de déplacement que dans le sens vertical.

La déformation du rectangle-support produit un rapprochement des lames inversement proportionnel au cosinus de l'angle d'inclinaison des supports.

E. DRAGO. — Ricerche relative all'azione delle onde acustiche sui coherer (Recherches relatives à l'action des ondes acoustiques sur les cohéreurs). — *Il Nuovo Cimento*, 4e série, t. XII, p. 191.

Le cohéreur employé est une lame de verre recouverte de deux lames d'étain laissant un intervalle libre de 3 millimètres. L'intervalle est recouvert de poudre de charbon. La plaque est attaquée sur le bord par l'archet.

Dans une autre série d'expériences, l'auteur emploie deux sphérettes de laiton nickelé bien polies, de 1 centimètre de diamètre, et soudées chacune à une hélice de fil de cuivre très fin qui relie chacune au circuit du galvanomètre.

Les conclusions de l'auteur sont que, dans les cohéreurs ordinaires, la diminution de résistance sous l'influence des ondes acoustiques doit provenir du transport de la poudre des ventres vers les nœuds.

O. M. CORBINO. — Courants rapidement variables dans les circuits dérivés. — Communication à l'*Association Electrotechnique Italienne*: 1900.

L'auteur rapporte plusieurs séries d'expériences exécutées avec un circuit renfermant trente-huit accumulateurs, un wehnelt, un électro et une forte inductance, avec un circuit dérivé disposé de différentes manières et comprenant des lampes à incandescence.

Le fonctionnement du wehnelt en présence du circuit dérivé est entièrement différent de celui que l'on observe avec un circuit unique.

L'auteur démontre, pour expliquer ces faits, que, pour des courants variables suivant une loi quelconque, il n'est pas possible de substituer à deux circuits dérivés de résistance et de self-induction données un circuit unique capable de produire le même effet, c'est-à-dire de ne pas altérer la loi des variations et la succession des valeurs de l'intensité.

Le calcul montre que, dans le cas général, il faut, pour que la substitution soit possible, que les deux circuits dérivés aient même résistance et même self-induction. Dans le cas particulier de courants sinusoïdaux, le problème admet une solution, mais la substitution n'est possible que pour une valeur de la période.

P. MORETTO. — Alcune questioni relative al fenomeno di Hall risolte col processo alcalimetrico (Sur quelques questions relatives au phénomène de Hall résolues par la méthode alcalimétrique). — *Il Nuovo Cimento*, 4e série, t. XI, p. 278; 1900.

L'auteur applique la méthode alcalimétrique déjà utilisée par Cardani (1). Les résultats sont les suivants :

L'effet Hall se maintient sensiblement proportionnel à l'intensité du courant principal jusqu'à la valeur de 0,04A, mais il devient relativement plus important pour les intensités moindres.

Avec les courants de décharge d'un condensateur, l'effet Hall a lieu et sa valeur semble indépendante de la capacité du condensateur et de la distance explosive; elle est sensiblement du même ordre que pour les courants continus, si l'on exprime les courants principaux en coulombs.

G. PACHER et L. FINAZZI. — Sull' attrito interno dei liquidi isolanti in un campo ellettrico costante (Sur le frottement interne des liquides isolants dans un champ électrique constant). — *Il Nuovo Cimento*, 4e série, t. XI, p. 290.

Le résultat obtenu par MM. Pacher et Finazzi est que les liquides diélectriques soumis à l'action d'un champ électrique n'éprouvent aucune variation sensible de leur viscosité.

---

(1) CARDANI, *Il Nuovo Cimento*, t. VII, p. 105; 1898; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, 636 ; 1898.

Le liquide traverse l'intervalle annulaire très étroit de deux tubes concentriques formant les armatures d'un condensateur. C'est la méthode de passage à travers des tubes capillaires, déjà employée par Kœnig [1], qui était arrivé au même résultat.

Les expériences ont porté sur l'eau distillée, l'alcool, l'éther, le benzol, l'essence de térébenthine et le sulfure de carbone.

Q. MAJORANA. — Sur l'effet Volta et sur une nouvelle méthode pour le mesurer. — *Rendiconti dei Lincei*, p. 132; 19 août 1900. — Influence de l'état superficiel et des basses températures sur l'effet Volta. — *Id.*, p. 162; 2 septembre 1900.

L'auteur, comme suite aux différentes expériences qu'il a déjà indiquées sur l'électricité de contact [2], décrit le procédé suivant pour mesurer rapidement l'effet Volta.

Un fil de quartz argenté est suspendu entre deux sphères formées des deux métaux que l'on veut étudier. Le système est enfermé dans une cage de verre. Les distances sont réglées de sorte que le fil, chargé à 200 volts, dévie dans un sens ou dans l'autre, suivant le signe de son électrisation, quand les sphères sont en communication directe. A l'aide d'un accumulateur et de résistances que l'on insère dans le circuit de communication, on établit entre les sphères une différence de potentiel telle que le fil reste immobile.

Cette méthode, appliquée au cas de deux disques parallèles à la place des sphères, révèle des variations dans leur état superficiel. Avec des sphères de différents diamètres, il semble que la différence de potentiel diminue avec le diamètre ; cette anomalie est encore due à l'état superficiel, car on peut obtenir un résultat indépendant du diamètre en prolongeant le polissage des sphères de plus petit rayon.

L'auteur a étudié ensuite l'influence de la température jusqu'au voisinage de celle de l'air liquide. Les différences de potentiel, qui sont de l'ordre du volt à la température ordinaire, diminuent quand la température s'abaisse et semblent tendre vers zéro.

(1) KŒNIG, *Wied. Ann.*, t. XXV, p. 618 : 1885.
(2) MAJORANA, *Rendiconti dei Lincei*, t. VIII, p. 188, 255 et 302 ; 1899.

P. CARDANI. — Sull'energia assorbita dalla scintilla nei vari stadi della radiazione catodica (Sur l'énergie absorbée par l'étincelle aux différents états de la radiation cathodique). — *Il Nuovo Cimento*, 5ᵉ série, t. I, p. 241.

Les recherches du professeur Cardani ont pour but d'étudier comment se modifie l'énergie absorbée par l'étincelle dans le tube de décharge, lorsque la pression diminue à partir de la valeur pour laquelle apparaissent les phénomènes cathodiques.

L'auteur considère l'aspect de la décharge comme caractéristique des conditions mécaniques déterminées du gaz.

Comme l'on sait, l'énergie absorbée subit une modification importante lorsque l'étincelle passe de l'état de trait brillant à celui d'aigrette lumineuse ; vers 100 millimètres de mercure, quand la transformation est complète, l'énergie passe par un maximum (les 9/10 de l'énergie disponible environ) ; elle diminue ensuite rapidement jusqu'à ce que l'espace obscur soit distant de la cathode de 10 à 20 millimètres. L'auteur a observé que cette diminution continue légèrement quand les phénomènes cathodiques apparaissent ; puis l'énergie augmente, elle atteint la moitié de l'énergie disponible quand les rayons X commencent ; l'augmentation continue et atteint 9/10 quand les rayons X ont acquis une grande intensité.

A tous les degrés de la radiation cathodique, on n'observe aucune différence entre l'air, l'hydrogène et l'anhydride carbonique.

C. CHISTONI et G.G. DE VECCHI. — Contribution à l'étude des aimants permanents. — *Royale Académie de Modène*, série III, t. II, p. 125, 272.

Les barreaux étudiés sont constitués par des aciers au tungstène [1]. Des barreaux ayant pris leur état stationnaire sont portés lentement jusqu'à 100° et abandonnés plusieurs heures à cette température : en général, le moment magnétique diminue et passe, en outre, par une nouvelle série de variations.

L'action est plus sensible sur les barreaux doués d'une faible intensité d'aimantation. Même remarque si l'aimant est soumis à des sauts brusques de 0° à 100°. Il est à noter que, si, après une nouvelle et intense aimantation, on donne à l'aimant une très légère

[1] CHISTONI et DE VECCHI, *Il Nuovo Cimento*, t. VI, p. 216 ; septembre 1897.

aimantation, il acquiert un moment magnétique presque constant.

Les auteurs recommandent, pour obtenir une bonne aimantation, de placer le barreau dans la direction d'un champ très faible d'abord et qui est augmenté jusqu'à une grande intensité et diminue ensuite. Il est bon de soumettre successivement le barreau à des aimantations inverses, suivies d'une aimantation intense dans le sens voulu.

La valeur du coefficient thermique d'un aimant dépend principalement de la qualité de l'acier et de sa trempe.

F. OLIVERI. — Sulla pollarizzazione colle correnti alternate (Sur la polarisation avec les courants alternatifs). — *Il Nuovo Cimento*, 4e série, t. XII, p. 111; octobre 1900.

La condition nécessaire et suffisante pour que le phénomène de l'électrolyse avec courants alternatifs soit possible est que la quantité d'électricité que l'on envoie dans le voltamètre pendant une demi-période soit supérieure au double de celle qui est nécessaire pour que le voltamètre même atteigne le maximum de polarisation.

Cette loi a été déjà énoncée par Malagoli; on en déduit que, pour qu'il y ait électrolyse avec un courant alternatif d'intensité donnée, il faut que la valeur maxima de cette intensité, multipliée par la période et divisée par π, soit plus grande que le double de la quantité d'électricité nécessaire pour produire le maximum de polarisation.

L'auteur a vérifié ces résultats par la méthode des contacts instantanés employée par M. Joubert. Il observe que, pour des fréquences supérieures à une certaine limite qui dépend de la nature de l'électrolyte, la marche de la polarisation est très voisine d'une sinusoïde.

Dans un circuit parcouru par un courant alternatif, un voltamètre dans lequel la polarisation atteint seulement des valeurs éloignées du maximum se comporte comme une capacité. Ce résultat n'est plus vrai quand la polarisation atteint sa valeur maxima et qu'il y a électrolyse.

G. Goisot.

V

LOIS DE TRANSPARENCE DE LA MATIÈRE POUR LES RAYONS X;

Par M. L. BENOIST.

I

Après avoir établi, dès nos premières recherches sur les rayons X (¹), l'hétérogénéité de ces rayons et l'absorption sélective exercée sur eux par les corps qu'ils traversent, j'ai étudié, dans la suite, l'influence de la densité et de la nature d'un certain nombre de corps sur cette absorption (²); j'ai ainsi montré que, en dehors de quelques cas particuliers, la transparence aux rayons X n'était pas uniquement fonction de la masse, mais que l'*opacité* spécifique, c'est-à-dire le *pouvoir absorbant de l'unité de masse*, augmentait, en général, assez vite avec la densité, allant, par exemple, de 0,09 pour l'aluminium à 0,81 pour le platine, l'unité de masse étant le décigramme par centimètre carré de surface exposée; de plus, ce pouvoir absorbant changeait pour un même corps avec la valeur de la masse prise pour unité; il changeait aussi avec l'espèce et avec l'état du tube radiogène, c'est-à-dire avec la qualité des rayons X employés. Enfin, ces changements se produisaient dans des proportions inégales pour les différents corps. Ainsi apparaissait un caractère essentiel au point de vue de la différentiation soit des rayons X, soit des corps qu'ils traversent, caractère comparable aux couleurs dans le cas de la lumière, et que l'on pouvait désigner sous le nom de *radiochroïsme*.

Cette première série de recherches, effectuées principalement par la méthode électrométrique, avait en quelque sorte jalonné la route à suivre.

Pour préciser les lois cherchées, il fallait désormais étudier séparément l'influence de chacun des facteurs dont l'intervention dans le phénomène venait d'être constatée. Il fallait passer en revue tous les corps simples, pris sous divers états physiques, et le plus grand nombre possible de leurs composés; et cela, dans des conditions méthodiquement variées quant aux épaisseurs traversées et aux rayons X employés.

(¹) L. Benoist et D. Hurmuzescu, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 17 février 1896.

(²) L. Benoist, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 18 janvier 1897; et *Bulletin de la Société Française de Physique*, 1896 et 1897.

C'est ainsi que l'étude de plus des deux tiers des corps simples actuellement connus, et d'un nombre considérable de leurs composés ou mélanges, m'a, dès à présent, fourni des résultats suffisamment généraux pour que l'on puisse en déduire les principales lois de transparence de la matière pour les rayons X.

La méthode électrométrique, qui, depuis que nous l'avons fait connaître[1], a rendu de nombreux services soit à d'autres, soit à nous-mêmes, présentait, à cause de sa sensibilité même, trop de lenteur pour une exploration aussi étendue ; aussi est-ce de la méthode de l'écran fluorescent que je me suis plus particulièrement servi dans cette nouvelle série de recherches.

Le dispositif que j'ai établi comporte des garanties particulièrement complètes contre les causes d'erreur d'ordre photométrique et contre l'intervention des rayons secondaires de quelque provenance que ce soit ; il se prête aux comparaisons les plus variées, quel que soit l'état physique des corps considérés, solides, liquides ou vapeurs ; enfin, il permet non seulement des mesures relatives, c'est-à-dire l'égalisation des transparences observées à celles d'un étalon convenablement choisi, mais encore des mesures absolues, c'est-à-dire la détermination directe des proportions de radiation transmise et absorbée.

J'ai obtenu ce dernier résultat en interceptant une fraction, connue et variable, du rayonnement que produit, dans une direction donnée, un tube radiogène, au moyen d'une roue dentée dont les dents peuvent être élargies ou rétrécies à volonté. Une rotation de rapidité convenable amène successivement les pleins et les vides sur la direction des rayons X, réduisant leur intensité totale par unité de temps, dans un rapport égal à celui de la largeur d'un vide à la largeur totale d'un plein et d'un vide. La variation de ce rapport s'obtient aisément, grâce à la superposition de plusieurs roues présentant un décalage déterminé.

J'ajoute enfin que cette roue photométrique et l'ensemble du dispositif précédent permettent également des mesures par voie radiographique.

Les mesures relatives de transparence ont été effectuées suivant la règle que voici : la transparence d'un certain corps, pris sous une certaine masse, constitue la transparence type ou étalon ; tous les

---

[1] L. Benoist et D. Hurmuzescu, *Comptes rendus*, 3 février 1896.

autres corps sont amenés à l'épaisseur-masse convenable pour avoir cette même transparence, vis-à-vis d'une qualité donnée de rayons X.

En un mot, j'ai constitué des *équivalents de transparence* définis comme étant : *la masse, en décigrammes, d'un prisme ayant 1 centimètre carré de base, traversé suivant son axe par des rayons X de qualité donnée, et produisant sur eux la même absorption qu'un prisme de paraffine de 75 millimètres de hauteur* (étalon provisoirement choisi parmi les corps les plus transparents).

La roue photométrique donne, comme valeur de l'absorption ainsi produite, des nombres de l'ordre de $0^m,94$, $0^m,98$, etc., pour des rayons X plus ou moins mous ou durs.

Ce qui prouve en passant que la paraffine n'est pas un corps absolument *aradiochroïque* (Voir plus loin) ; le lithium l'est davantage ; mais il est peu maniable ; c'est au carbone pur qu'il conviendrait de s'adresser définitivement.

Voici, à titre d'exemples, quelques équivalents de transparence, pour rayons X de dureté moyenne, donnant une transmission de 6 0/0 :

Li................	$E = 115^{dg}$
Si................	$E = 15,7$
Fe................	$E = 2,7$
Pb................	$E = 0,8$
Ur................	$E = 0,6$

Ces équivalents définissent et permettent de calculer l'absorption ou la transmission moyennes produites par l'unité de masse, c'est-à-dire l'*opacité* ou la *transparence spécifiques moyennes* dans des conditions déterminées.

Par exemple, Fe donnera :

Transparence spécifique moyenne...........	$\tau = 0,35$
Absorption spécifique moyenne..............	$\alpha = 0,65$

Je retrouve ainsi des nombres absolument du même ordre que ceux que m'a donnés autrefois la méthode électrométrique.

En modifiant soit la grandeur de la masse étalon, soit la qualité des rayons X, on obtient de nouvelles séries d'équivalents de transparence.

II

Les équivalents de transparence ainsi définis et mesurés fournissent un certain nombre de lois importantes, dont voici les principales :

Première loi. — L'opacité spécifique d'un corps, pour une qualité donnée de rayons X et pour une épaisseur étalon déterminée, est indépendante de l'état physique de ce corps.

En un mot, l'équivalent de transparence conserve la même valeur, pour un même corps, à l'état solide, liquide ou gazeux ; il est le même, par exemple, pour l'eau et la glace, pour le brome liquide ou en vapeurs, pour l'iode solide ou en vapeurs, etc.

Ce fait important n'est pas seulement le résultat des mesures directes ; il constitue aussi une conséquence nécessaire de la concordance constamment obtenue entre les transparences mesurées et les valeurs calculées sans tenir compte des états physiques.

M. Van Aubel a publié, en 1897, dans le *Journal de Physique* [1], des observations relatives à quelques vapeurs, et desquelles il concluait que les vapeurs étaient très transparentes aux rayons X, alors que les mêmes corps solides ou liquides étaient très opaques ; de telle sorte que, d'après lui, l'état physique jouait un rôle très considérable dans la transparence aux rayons X.

Il ne m'a pas été difficile, grâce aux données numériques établies par moi, et à la connaissance de tous les facteurs dont on ne tenait pas encore compte à cette époque, de mettre en évidence les causes d'erreurs contenues dans les observations de M. Van Aubel, qui ne définissait pas d'une façon précise les masses traversées, ne comparait pas des masses égales sous les différents états physiques, et opérait sur des masses de vapeurs beaucoup trop faibles pour obtenir une absorption notable.

C'est ainsi que l'équivalent de transparence du brome étant, d'après mes mesures, et pour des rayons X moyens, égal à $1^{dg},70$, il comparait environ $\frac{1}{40}$ d'équivalent de brome-vapeur à 6 équivalents environ de brome-liquide.

J'ai mesuré spécialement les équivalents de transparence de la vapeur de brome et de la vapeur d'iode, en employant un dispositif

---

[1] Voir 3e série, t. VI, p. 528.

où la densité de la vapeur est exactement définie, où sa masse, traversée par les rayons X, est la même que celle qui constitue à l'état solide ou liquide l'équivalent de transparence, et j'ai très exactement retrouvé, dans ce cas comme dans tous les autres, l'identité de transparence sous les trois états physiques.

D'autres corps, très opaques aux rayons X, et présentant des points d'ébullition assez bas pour fournir aisément des colonnes de vapeur de masse bien définie, m'ont donné également une concordance parfaite entre les équivalents de transparence mesurés à l'état de vapeur et mesurés sous un autre état, ou calculés sans tenir compte de l'état physique.

Par exemple :

Le bromure d'éthyle, C^2H^5Br, qui bout à 40°,7,		$E = 2^{gr},6$
L'iodure de méthyle, CH^3I,	— 44°	$E = 1\ ,3$

J'ajoute que la loi d'indépendance de l'opacité spécifique vis-à-vis de l'état physique s'applique également aux *changements de température;* c'est ce que j'avais d'ailleurs vérifié antérieurement pour les gaz plus ou moins chauffés, pour le platine froid ou porté au rouge, etc.

Cette loi s'étend également aux états *cristallin* ou *amorphe.*

C'est ainsi que le quartz a même équivalent de transparence que la silice amorphe et pulvérulente ; le corindon et le rubis oriental, que l'alumine amorphe ; le charbon pur et amorphe, que le graphite pur ou le diamant, etc.

Il est essentiel, dans ces vérifications, de n'employer que des échantillons d'une pureté absolue ; car de faibles traces de corps opaques peuvent introduire de notables divergences ; c'est ainsi que 2 0/0 d'oxyde de fer dans le graphite naturel abaissent sa transparence de près de moitié ; ou bien encore un peu d'air ou de vapeur d'eau condensés par du charbon de sucre très pur peuvent réduire sa transparence de près d'un dixième.

Deuxième loi. — L'opacité spécifique d'un corps est indépendante du mode de groupement atomique ou moléculaire, c'est-à-dire, par exemple, de l'*allotropie* pour les corps simples, de la *polymérie* pour les corps composés.

C'est ainsi que le phosphore jaune et le phosphore rouge ont même équivalent de transparence.

C'est ainsi encore que :

L'aldéhyde benzylique, C^7H^6O, donne $E = 61^{dg}$
La benzoïne, $C^{14}H^{12}O^2$, — $E = 60^{dg},5$

Troisième loi. — L'opacité spécifique est indépendante de l'état de liberté ou de combinaison des atomes.

L'équivalent de transparence d'un mélange ou d'une combinaison peut, en effet, se calculer au moyen des équivalents de leurs éléments constitutifs, en tenant compte de leurs proportions respectives. En partant de la définition même des équivalents de transparence, on obtient aisément la formule générale :

$$\frac{M}{E} = \Sigma \frac{m}{e},$$

dans laquelle :

M est la masse totale du composé ou du mélange ;
E, son équivalent de transparence ;
m, la masse de l'un des éléments constitutifs ;
e, son équivalent de transparence.

Cette formule peut aussi bien servir à calculer E que e.

Exemples :

Silicium (mesuré).	E = 15,7	d'où quartz	Calculé..	E = 24
Oxygène —	E = 44,5		Mesuré..	E = 24,1
Lithine caustique (mesuré).	E = 57	d'où lithium	Calculé.	E = 113,8
Oxygène —	E = 44,5		Mesuré.	E = 115

Lorsque les éléments mélangés ou combinés n'ont pas le même radiochroïsme, et agissent comme écrans sélecteurs les uns vis-à-vis des autres, il suffit de modifier, dans la formule générale, l'équivalent de transparence e, par un coefficient K, que nous fournit l'étude du radiochroïsme dont il sera question plus loin.

Quatrième loi. — L'opacité spécifique des corps simples, mesurée toujours dans des conditions bien définies, est une fonction déterminée et généralement croissante de leurs poids atomiques.

Il ressort des lois précédentes que l'opacité spécifique, étant indépendante de tous modes de groupement des atomes, ne peut dépendre, si elle n'est pas égale pour tous les corps simples, que de leurs poids atomiques.

J'ai donc été conduit à dresser des *courbes d'isotransparence*, ayant pour *abscisses les poids atomiques*, et pour *ordonnées les*

équivalents de transparence des différents corps simples, mesurés pour tous dans des conditions identiques.

Telle est la courbe en trait plein de la figure ci-jointe, établie pour une certaine qualité moyenne de rayons X; à droite se trouve



reportée la portion de courbe allant du fluor au carbone; celle qui va du carbone (E = 70) au lithium (E = 115) n'a pu entrer dans le cadre adopté ici; elle est très sensiblement rectiligne.

On est frappé, dès que l'on a obtenu, par quelques points, l'allure générale de la courbe, de la grande régularité avec laquelle tous les autres corps viennent se placer sur la ligne ainsi indiquée ; les très petits écarts existant pour quelques-uns peuvent s'expliquer soit par un défaut de pureté absolue des échantillons étudiés, soit par de légères variations des rayons X employés.

Cette courbe est d'allure hyperbolique, mais ne coïncide pas avec l'hyperbole équilatère, $P \times E = 805$, menée par l'un des points extrêmes, celui du lithium ; les deux courbes, sensiblement confondues pour les poids atomiques les plus faibles, s'écartent ensuite notablement l'une de l'autre, avec un maximum d'écart pour les poids atomiques moyens.

On peut dire que la courbe obtenue représente une *loi générale de transparence de la matière pour des conditions déterminées d'épaisseur-masse et de rayons X*, dans laquelle l'opacité spécifique, définie par les équivalents de transparence, est liée au poids atomique par une relation plus complexe que la simple proportionnalité.

L'équation de la courbe serait, en effet, de la forme :

$$E = A + \frac{B}{P} + \frac{C}{P^2}.$$

Les conditions expérimentales qui ont fourni cette courbe peuvent être méthodiquement modifiées :

Soit en modifiant l'état du tube radiogène, le *ramollissant* ou le *durcissant* par chauffage, osmorégulation, etc. ;

Soit en changeant le type du tube employé : tube à anticathode d'aluminium, etc. ;

Soit en interposant entre le tube radiogène et les corps étudiés des *écrans* plus ou moins *radiochroïques* (soufre, plomb, etc.) et plus ou moins épais ;

Soit, enfin, en modifiant l'épaisseur-masse étalon, ce qui entraîne, pour les corps étudiés, une sélection plus ou moins complète des rayons X qui les traversent.

On voit alors les équivalents de transparence augmenter ou diminuer ensemble, mais non de quantités proportionnelles, ce qui correspond à une déformation progressive de la courbe initiale. En un mot, on obtient un faisceau de *courbes d'isotransparence*, dont chacune représente une loi de transparence de la matière, pour des conditions particulières et déterminées. Les unes s'abaissent vers l'axe

des poids atomiques, comme la courbe ponctuée représentée sur la figure, et correspondant à des rayons très mous ; d'autres, au contraire, s'élèvent, se tendent davantage, et se rapprochent de l'hyperbole équilatère, qu'il est possible d'atteindre (peut-être même de dépasser !), pour des rayons X suffisamment pénétrants et suffisamment homogènes.

Pour rendre plus sensibles les écarts entre ces courbes, il est commode souvent de les transformer, en prenant pour ordonnées les logarithmes des équivalents de transparence.

La conclusion essentielle qui ressort des résultats expériment aux qui précèdent, et des lois qu'ils m'ont permis de formuler, c'est que l'équivalent de transparence d'un corps simple, pour les rayons X, pris dans des conditions bien déterminées, constitue une constante, absolument caractéristique de ce corps simple, sous quelque forme, sous quelque état qu'il se présente. En un mot, l'*opacité spécifique*, pour les rayons X, représente une *nouvelle propriété additive de la matière*, comme la masse, le poids atomique, la capacité calorifique atomique, avec l'avantage d'être indépendante de toutes les causes qui font varier cette dernière.

De là, de nombreuses et importantes applications, dont je vais rapidement indiquer les principales.

III

1° *Qualification précise des rayons X.* — Chaque courbe d'isotransparence qualifie d'une façon très précise un groupe déterminé de rayons X.

Une fois le réseau de courbes obtenu, et l'allure de chacune d'elles caractérisée, il suffit souvent de deux ou trois points pour retrouver le groupe de rayons X qui lui correspond.

2° *Étude du radiochroïsme.* — D'une courbe à une autre, le passage ne s'effectue pas par déplacements proportionnels pour les différents corps, ce qui est une nouvelle manifestation du radiochroïsme, c'est-à-dire de cette absorption sélective, variable d'un corps à un autre, que la matière exerce sur les rayons X. On voit ainsi pour quelles raisons le corps servant d'étalon de transparence doit être choisi parmi les moins radiochroïques. Le radiochroïsme d'un autre corps sera dès lors d'autant plus complexe que ses déplacements d'une courbe à une autre, c'est-à-dire que les variations de

son équivalent de transparence, seront plus considérables. L'étude générale du radiochroïsme repose donc à la fois sur l'examen du réseau de courbes d'isotransparence et sur la mesure absolue, par la roue photométrique, de certaines transparences spécifiques. La paraffine ne m'a paru *aradiochroïque* que pour des rayons X suffisamment durs ou élevés ; mais elle est encore sensiblement *radiochroïque* pour des rayons mous ou bas. L'étude des courbes montre, d'autre part, que le lithium est encore moins radiochroïque que la paraffine, mais que les corps venant après le carbone ont, au contraire, un radiochroïsme plus prononcé, et s'accentuant, en général, à mesure que leur poids atomique augmente. Par exemple, il est facile, en ramollissant un tube radiogène, puis en le durcissant, et finalement en interposant un écran de plomb, de faire varier l'équivalent de l'aluminium dans le rapport de 1 à 10. Le chrome présente des variations encore plus fortes.

Toutefois, les courbes pour rayons bas présentent, comme on le voit sur la figure pour la courbe ponctuée, une déformation remarquable dans la région des poids atomiques, 100 à 150 environ. L'argent et les corps voisins ont donc un radiochroïsme minimum, ou, si l'on veut, une transparence anormale pour les rayons très mous. Il est intéressant de rapprocher ce fait de la transparence anormale de l'argent pour les rayons ultra-violets, signalée en 1882 par M. de Chardonnet. On peut aussi le rapprocher de certaines anomalies observées par plusieurs expérimentateurs dans le rôle que joue l'argent dans quelques phénomènes se rattachant aux rayons X.

3° *Classification générale des rayons X, des rayons secondaires, tertiaires, des rayons de l'uranium, du radium, etc.* — L'établissement de courbes d'isotransparence pour ces différents rayons équivaut à la dispersion produite par un prisme ou un réseau sur les rayons qui constituent ou accompagnent la lumière ; on a donc là un moyen précis de former une véritable échelle spectrale de toutes ces radiations nouvelles, et de les relier même aux rayons lumineux.

4° *Classification des tubes radiogènes et de leurs différents états.* — Il suffit de construire la courbe d'isotransparence que donne tel tube ou tel état d'un tube radiogène. Le plus souvent, deux points convenablement choisis suffiront pour déterminer cette courbe. Ces deux points devront correspondre à deux corps de radiochroïsme très différent.

L'exemple suivant montrera la sensibilité du procédé.

Une quantité constante de chrome a successivement égalé par sa transparence les diverses épaisseurs de paraffine que voici, en même temps que l'on augmentait la dureté du tube radiogène :

Épaisseur de paraffine	Étincelle équivalente mesurant la dureté du tube
150mm	15mm
95	30
85	70
80	110
75	180
»	»
15	180 (avec interposition d'un écran de plomb de 0mm,58)

Il est donc possible de constituer une *échelle de teintes* radiochroïques pour tube radiogène, comprenant, au besoin, une vingtaine de degrés et même davantage.

J'ai constitué de semblables *chromomètres* en prenant soit un couple paraffine-aluminium, soit un couple argent-aluminium. Ces chromomètres peuvent être soit rectilignes, soit circulaires.

La seconde forme est particulièrement commode pour la pratique ; l'épaisseur-étalon d'argent occupe le centre d'un cercle dont le contour est formé par douze secteurs d'aluminium d'épaisseur régulièrement croissante. Le numéro d'ordre du secteur d'aluminium qui donne, soit à l'écran fluorescent, soit sur la plaque radiographique, la même transparence que l'étalon d'argent, caractérise le tube radiogène d'une façon singulièrement plus précise que le simple aspect de ce tube ou que la longueur d'étincelle équivalente.

Ce chromomètre constitue en même temps un *photomètre ;* car, selon l'intensité du rayonnement, le dernier secteur d'aluminium traversé est d'ordre plus ou moins élevé.

5° *Relation entre le pouvoir absorbant d'un corps pour des rayons X de qualité donnée, et son pouvoir émissif pour ces rayons ou pour d'autres, soit X, soit S, etc.* — Un certain nombre de résultats électrométriques m'ont déjà conduit à admettre que les corps qui absorbaient le plus les rayons X, en général, devaient aussi les émettre avec le plus de facilité en servant d'anticathode. De là, la justification, donnée antérieurement, de l'emploi du platine dans les tubes radiogènes.

Mais, vu le mode de répartition des pouvoirs absorbants selon les corps et les rayons X considérés, j'ai pensé qu'une différence ana-

logue devait exister pour les pouvoirs émissifs. Un corps particulièrement absorbant pour les rayons mous, comme l'aluminium, devra, en servant d'anticathode, donner principalement des rayons mous.

C'est ce que j'ai très nettement vérifié en comparant des tubes à anticathode d'aluminium et des tubes à anticathode de platine, à résistance égale ; les premiers donnent des rayons bien plus bas, plus mous, que les seconds.

Par exemple, au chromomètre argent-aluminium,

Un tube aluminium marque........................	4°,5
— platine —	6°,0

l'étincelle équivalente étant la même.

J'ai même obtenu des différences encore plus considérables ; j'en ai conclu que la première sorte de tube devait donner, dans la pratique radioscopique ou radiographique, des oppositions plus marquées, des clichés plus détaillés que la seconde. C'est ce que j'ai vérifié.

On peut donc partir de ces résultats, et utiliser cette méthode, pour perfectionner la construction des tubes radiogènes, et les adapter rationnellement à l'emploi de telle ou telle qualité de rayons X.

Quant à la relation entre le pouvoir absorbant pour les rayons X et l'émission des rayons secondaires, elle ressort d'expériences électrométriques plus anciennes dont j'aurai l'occasion de reparler. L'allure des courbes d'isotransparence explique certaines anomalies constatées dans l'influence du poids atomique sur l'émission de ces derniers rayons.

6° *Méthode de détermination ou de vérification des poids atomiques.* — Cette méthode ressort immédiatement de la relation déterminée qui existe entre le poids atomique d'un corps simple et son équivalent de transparence, pour une qualité bien définie des rayons X.

Cette nouvelle méthode est plus générale, et, à maints égards, plus précise, que celle qui résulte de la loi de Dulong et Petit sur les chaleurs spécifiques. En effet, l'opacité spécifique d'un corps simple, ou ce qui la représente pratiquement, son équivalent de transparence, défini et mesuré dans des conditions bien déterminées, constitue une *constante physico-chimique* bien plus étroitement liée au poids atomique que la chaleur spécifique, puisqu'elle est indépendante de tous les changements d'état qui font varier cette dernière souvent dans de très fortes proportions.

Cette constante peut être déterminée par un examen physique aussi

simple que rapide, soit sur l'élément lui-même, soit sur un mélange ou un composé connu qui le contienne. La valeur numérique obtenue assigne à l'élément considéré une place déterminée sur la courbe d'isotransparence qui correspond aux conditions choisies ; de là une valeur déterminée assignée aussi au poids atomique. Une transformation logarithmique de la courbe augmentera, au besoin, la sensibilité du procédé, en modifiant la pente de la courbe.

Cette méthode contient, de plus, un précieux élément de contrôle, par l'étude du radiochroïsme de l'élément considéré, c'est-à-dire par le sens et la grandeur des variations de son équivalent de transparence, lorsqu'on passe d'une courbe à une autre, en modifiant la qualité des rayons X employés.

Je donnerai, à titre d'exemple, l'application que j'ai faite de cette méthode à l'indium, dont la place dans la classification des corps simples est encore discutée, les chimistes ayant à choisir entre deux valeurs possibles, 75,6 et 113,4, de son poids atomique.

Tout récemment, MM. C. Chabrié et E. Rengade ont repris la question par voie chimique[1]. La formation des aluns d'indium et des métaux alcalins leur a permis de conclure à la trivalence de l'indium, à ses analogies chimiques avec les métaux à sesquioxydes, et, par suite, au poids atomique 113,4. Ayant aussi obtenu l'acétylacétonate d'indium $[(CH^3 - CO)^2 = CH]^3 In$, ils ont pu en déterminer le poids moléculaire, non directement il est vrai, ce sel n'étant pas volatil sans décomposition, mais par l'ébullioscopie, et sont arrivés à la même conclusion.

Il était donc intéressant de soumettre la question à la méthode nouvelle dont je viens d'exposer le principe.

J'ai pu utiliser, grâce à l'obligeance de M. Chabrié, l'acétylacétonate d'indium bien cristallisé, puis l'indium métallique très pur, préparés par ces chimistes.

Malgré la petite quantité de sel ($0^{gr},440$) et l'inégale grosseur des cristaux que je ne voulais pas pulvériser, j'ai pu déterminer, avec une précision satisfaisante, son équivalent de transparence pour la courbe en trait plein de la figure.

J'ai obtenu le nombre $3^{dg},6$, d'où j'ai pu déduire par la formule $\frac{M}{E} = \Sigma \frac{m}{e}$ l'équivalent de l'indium lui-même.

---

[1] *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 31 décembre 1900 et 25 février 1901.

Ayant eu ensuite à ma disposition de l'indium métallique, que je laminai à diverses épaisseurs, j'ai mesuré directement son équivalent de transparence.

Les deux résultats ont été absolument concordants :

Équivalent de l'indium	Calculé d'après celui de l'acétylacétonate	$E = 1,05$
	Mesuré directement sur l'indium	$E = 1,10$

Or cette valeur éloigne absolument l'indium de la région des poids atomiques voisins de 75; car, pour cette valeur, l'équivalent devrait être $E = 1^{dg},7$, sensiblement égal à celui de l'arsenic (Voir la courbe précitée). Elle le met, au contraire, avec le poids atomique $P_a = 113,4$. immédiatement à la suite de l'argent ($P_a = 108$) et du cadmium ($P_a = 112$), dont les équivalents sont égaux ou un peu inférieurs à $1^{dg},2$. Cette conclusion fut vérifiée par la comparaison directe de l'indium à l'arsenic, d'une part, à l'argent et au cadmium, d'autre part.

Mais la méthode comporte, ainsi que je l'ai dit, un précieux moyen de contrôle. Si l'on se reporte à la figure, on voit que, dans la région de l'arsenic, la courbe des rayons mous s'écarte très notablement de celle des rayons de dureté moyenne, et que l'équivalent de l'arsenic varie *du simple au double* d'une courbe à l'autre. Au contraire, pour la région de l'argent et du cadmium, les deux courbes se confondent presque, les écarts étant à peine de l'ordre *du dixième*, pour se séparer de nouveau vers les poids atomiques très élevés.

Or, en soumettant soit le sel d'indium, soit l'indium lui-même, côte à côte, tantôt avec l'arsenic, tantôt avec l'argent ou le cadmium, à ce changement de rayons X, j'ai pu constater très nettement qu'il se comporte *comme l'argent et le cadmium et non comme l'arsenic*.

Donc, la transparence de l'indium aux rayons X, avec tous les caractères de variation qui l'accompagnent, assigne à ce corps simple le poids atomique 113,4, à l'exclusion formelle de la valeur 75,6.

J'ai commencé à appliquer la même méthode au glucinium et à quelques autres corps.

7° *Méthode d'analyse qualitative et quantitative des composés et des mélanges.* — Les grandes inégalités de transparence qui furent constatées dès la découverte des rayons X, dans les différents corps qu'on peut leur soumettre, suggérèrent immédiatement à beaucoup de personnes l'idée de les utiliser pour reconnaître certains mélanges

ou certaines fraudes de produits alimentaires ou industriels; on les appliqua, par exemple, à l'essai des diamants, à celui des farines et aussi des charbons. Mais, n'étant guidées par aucune loi, ces comparaisons étaient entièrement empiriques.

Les lois que je viens d'exposer nous fournissent, au contraire, une méthode générale d'analyse qualitative et quantitative, s'appliquant aussi bien aux composés qu'aux mélanges, et s'appuyant sur des règles sûres et précises.

La formule fondamentale que ces lois m'ont permis d'établir :

$$\frac{M}{E} = \Sigma \frac{m}{e},$$

nous donne, en effet, la valeur que doit avoir l'équivalent de transparence d'un composé ou d'un mélange supposés purs. Si donc, en mesurant expérimentalement cet équivalent, on trouve une valeur plus grande ou plus faible, on peut en conclure que l'un des éléments normaux de ce corps a été remplacé par un élément étranger soit plus transparent, soit plus opaque. La grandeur de l'écart observé indiquera dans quel groupe chimique il faut chercher cet élément étranger. Les phénomènes de radiochroïsme fourniront encore ici un précieux contrôle.

Si l'on connaît déjà, par d'autres caractères, la nature des éléments constitutifs du corps étudié, c'est l'une des masses m que l'on pourra prendre comme inconnue dans la formule.

Or, en admettant que l'on se contente photométriquement d'une précision de l'ordre de $\frac{1}{20}$, il sera aisé d'obtenir, dans cette méthode d'analyse quantitative, une précision au moins égale à $\frac{1}{100}$. Dans certains cas, on atteindra et on dépassera même le millième.

C'est ainsi que l'uranium étant 80 fois plus opaque que l'eau pour des rayons moyens :

$$H^2O, \quad E = 48$$
$$Ur, \quad E = 0,6$$

On pourra doser un sel d'uranium dissous dans l'eau à $\frac{1}{1600}$ près.

Pour montrer la netteté avec laquelle s'applique la formule fondamentale, je citerai, parmi beaucoup d'autres, la vérification suivante :

J'ai calculé, puis mesuré l'équivalent de transparence de l'alun

de chrome cristallisé, [$SO^4K^2 + (SO^4)^3Cr^2 + 24H^2O$], composé déjà assez complexe.

E calculé = 15^{dg},48
E mesuré = 15^{dg}

Le calcul a été fait sans même tenir compte des différences de radiochroïsme, et celles-ci suffisent, comme je l'ai vérifié expérimentalement, pour expliquer le très faible écart entre les deux nombres.

IV

En résumé, les lois générales de transparence de la matière pour les rayons X, se dépouillant de leur complexité apparente, présentent au contraire, dès maintenant, une simplicité que l'on est loin de rencontrer dans le cas des autres radiations antérieurement connues.

Ces lois ne font intervenir, pour une qualité déterminée de rayons X, que la masse absolue et la masse atomique, si bien qu'il est possible, en partant de ces données, de calculer la transparence de n'importe quel corps, quelque complexe qu'il soit.

Ces lois peuvent aussi servir, dès maintenant, de point de départ à une étude méthodique d'ensemble et à une classification des rayons X et de tous ceux qui s'y rattachent.

Elles fournissent d'importantes applications dans la pratique des rayons X, dans le maniement et la construction des tubes radiogènes, dans les analyses chimiques et industrielles.

Elles apportent enfin à la chimie générale le secours d'une propriété nouvelle de la matière, propriété essentiellement additive, essentiellement liée aux poids atomiques, et capable de rendre, pour l'étude de ces derniers, des services au moins comparables à ceux qu'a pu lui rendre la loi de Dulong et Petit.

NOUVELLES RECHERCHES SUR LES RAYONS DE RÖNTGEN;

Par G. SAGNAC [1].

1. *Absorption des rayons secondaires par l'air.* — Les rayons secondaires issus de la transformation des rayons X par des métaux

[1] *J. de Phys.*, 3e série, p. 65; 1899.

tels que le platine, le plomb, le fer, etc., sont absorbés par l'air beaucoup plus que les rayons X dont ils proviennent. J'ai constaté cette importante propriété d'abord indirectement en étudiant l'affaiblissement de l'action photographique ou électrique, lorsque la distance comprise entre la source de rayons secondaires et le récepteur va en augmentant. J'ai fait ensuite des expériences directes en modifiant seulement la pression de l'air qui sépare la source de rayons secondaires et le récepteur photographique ou électrique. Voici une expérience directe faite avec l'électroscope :

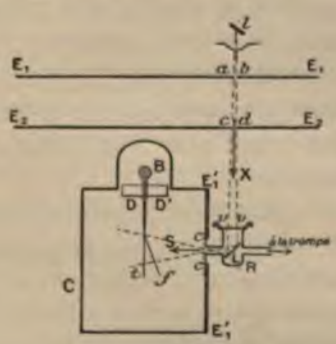


Fig. 1.

Dans un petit récipient en verre R (*fig.* 1) communiquant avec une trompe à eau, est disposé un petit miroir L métallique qui reçoit des rayons X d'un tube un peu mou à travers une paroi *vv* assez transparente, formée d'une peau de vessie soutenue par une toile métallique. Le récipient R porte une tubulure latérale que termine un petit plateau métallique *cc* soudé à la paroi $E'_1E'_1$ de l'électroscope C. Le centre du plateau *cc* est percé suivant un orifice circulaire de 1 centimètre de diamètre ; une très fine toile métallique de laiton, soudée au bord du plateau *cc*, en recouvre l'orifice circulaire et supporte une pellicule de collodion, de 3 microns seulement d'épaisseur, collée par ses bords au plateau *cc* avec du collodion plus épais. Dès que les rayons secondaires du miroir L sont sortis du récipient R à travers la mince couche de collodion, ils se propagent dans le champ électrique de l'électroscope, dont ils rendent l'air conducteur de l'électricité, et déchargent ainsi la feuille électrisée *f* sans avoir subi d'autre absorption que dans la mince pellicule et dans les $4^{cm},5$ environ d'air compris entre cette pellicule et le centre du miroir rayonnant L. Avec

la trompe à eau, on raréfie l'air autour du miroir L et l'on observe l'action électrique des rayons secondaires en suivant, comme d'habitude, le déplacement de la feuille *f* au moyen d'un viseur à court foyer muni d'un oculaire micrométrique ; on laisse ensuite rentrer l'air dans le récipient et l'on constate alors que l'action électrique des rayons secondaires a notablement diminué, si le miroir L est formé d'un métal lourd tel que le fer ou le nickel, l'étain et surtout le platine, le plomb. L'action reprend sa valeur primitive si l'air est ramené à la raréfaction primitive. Ainsi l'action électrique des rayons secondaires émis par un miroir L de platine était divisée par 2 quand la pression de l'air du récipient R s'élevait de $2^{cm},8$ à $21^{cm},8$ de mercure ; elle reprenait sa valeur primitive quand la pression primitive était rétablie dans le récipient. On va voir que le platine émet réellement des rayons secondaires encore plus absorbables que ce premier résultat ne semble le montrer.

2. *Hétérogénéité des faisceaux de rayons secondaires.* — L'action électroscopique, radiographique ou radioscopique d'un faisceau de rayons secondaires issu d'un corps quelconque subit, quand le faisceau est transmis par une épaisseur déterminée d'un certain milieu, un affaiblissement d'autant moindre que les milieux supplémentaires déjà traversés par le faisceau sont plus nombreux et plus épais. En particulier, les actions des rayons secondaires transmis par des épaisseurs d'un milieu défini, qui croissent en progression arithmétique, ne vont point en décroissant en progression géométrique, comme il devrait arriver forcément, si le faisceau était homogène à la manière d'un faisceau de lumière monochromatique. En s'aidant de l'analogie optique, on peut exprimer ce résultat comme le résultat semblable obtenu avec les rayons X, en disant : Le faisceau secondaire étudié dans chaque expérience se comporte comme un mélange de rayons divers inégalement pénétrants ; une série d'écrans successifs *filtrent* ces divers rayons en absorbant surtout les uns et laissant passer surtout les autres, qui forment un faisceau moins actif et plus pénétrant que l'ensemble du faisceau incident [1].

Les filtrations successives diminuent l'hétérogénéité du faisceau, sans cependant la supprimer. J'ai trouvé, par exemple, que, pour un faisceau secondaire émané du *zinc* et déjà filtré par 20 centimètres

---

[1] Dans cette analogie optique, on admet implicitement que les divers rayons d'un faisceau secondaire coexistent sans s'altérer mutuellement.

d'air, une feuille de mica d'épaisseur de 35 microns, placée entre le zinc et l'électroscope, divisait l'action électroscopique du faisceau par 1,71 ; mais une seconde lame identique interposée ensuite sur le trajet du faisceau divisait l'action électrique par 1,58 seulement.

De même, j'ai trouvé que des couches d'air atmosphérique d'égale épaisseur, ajoutées successivement entre le métal rayonnant L et l'électroscope C, sont de plus en plus transparentes.

Dans l'expérience de la *fig.* 1, des rentrées successives de masses d'air égales dans l'atmosphère raréfiée qui entoure le miroir L réduisent de moins en moins l'action électrique des rayons secondaires. Ainsi, quand la pression de l'air du récipient R, primitivement égale à $2^{cm},8$ de mercure, subissait trois augmentations successives de $9^{cm},5$ de mercure, l'action électrique des rayons secondaires du platine était divisée successivement par les nombres décroissants : 1,7, 1,2 et 1,1 ; enfin, la pression ainsi amenée à $31^{cm},3$, passant d'un seul coup à 76 centimètres, l'action électrique secondaire ne subissait plus qu'une diminution relative voisine de $\frac{1}{100}$.

Si l'on admet que l'absorption par une même masse d'air est indépendante de la pression du gaz (¹), les épaisseurs d'air de $4^{cm},5$ sous la pression de $2^{cm},8$ ou bien sous la pression de $9^{cm},5$ équivalent respectivement à $0^{cm},16$ ou bien à $0^{cm},55$ d'air à la pression atmosphérique ; alors on peut dire que, même supposés déjà filtrés par $0^{cm},16$ d'air et une pellicule de collodion de 3 microns, les rayons secondaires du platine exerceraient une action électroscopique 1,7 fois plus faible, quand ils auraient traversé une simple couche d'air supplémentaire de $0^{cm},55$ d'épaisseur.

Il y a des rayons secondaires bien plus absorbables encore : A partir de $2^{cm},8$ de pression, une augmentation de pression de $0^{cm},8$ seulement réduisait l'action électroscopique des rayons secondaires du miroir L de platine aux $\frac{9}{10}$ de sa valeur primitive ; or cette variation de pression équivaudrait à la traversée d'une couche d'air à la pression atmosphérique de $0^{cm},047$ seulement ; avec le coefficient de transmission défini par le résultat précédent, on trouve que les deux

(¹) Cela revient à admettre que l'absorption est proportionnelle au nombre des molécules de gaz rencontrées par le faisceau de rayons, quelles que soient les distances mutuelles des molécules.

premiers millimètres d'air à la pression atmosphérique réduiraient l'action à la fraction $\left(\frac{9}{10}\right)^4$, soit aux $\frac{2}{3}$ de sa valeur primitive, c'est-à-dire supprimeraient $\frac{1}{3}$ de l'action de décharge des rayons secondaires. Or ce nombre ne s'applique réellement qu'à l'ensemble du faisceau secondaire, et non pas aux rayons homogènes les plus absorbables de ce faisceau, et, d'autre part, le faisceau expérimenté a été dépouillé vraisemblablement d'une notable partie de ses rayons les plus absorbables en traversant la pellicule de collodion de 3 microns et les $4^{cm},5$ d'air à la pression de $2^{cm},8$ de mercure, qui équivalent à $0^{cm},55$ d'air à la pression atmosphérique. Le résultat ainsi calculé n'est donc qu'une limite très inférieure de l'absorption des rayons secondaires du platine par les premières couches d'air à la pression atmosphérique adjacentes au métal nu ; on peut dire que le premier millimètre d'air atmosphérique adjacent au platine enlève aux rayons secondaires de ce métal une grande partie de leur activité électrique. L'absorption est bien moins importante avec les rayons secondaires de l'étain, du fer et du nickel ; dans les conditions de l'expérience, elle est presque insensible avec ceux du zinc et du cuivre.

L'énergique filtration par l'air des rayons secondaires, tels que ceux du platine, du plomb, permet de comprendre pourquoi les

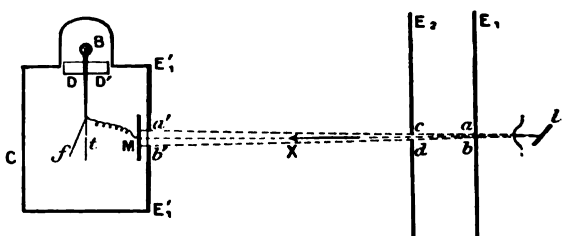


Fig. 2.

rayons secondaires de tels métaux, lorsqu'ils sont déjà transmis par plusieurs centimètres d'air, sont à peine affaiblis par une mince feuille d'aluminium battu, tandis que la même feuille supprime une notable partie de l'action électrique des rayons secondaires des mêmes métaux qui n'ont pas encore été filtrés par l'air ; ce dernier fait se constate au moyen du dispositif de la *fig.* 2.

Si l'on dispose en M un miroir d'aluminium [1], puis un miroir de platine, la différence des deux actions de décharge exercées dans les deux cas par les rayons X qui frappent la surface M représente assez exactement l'effet dû aux rayons secondaires du platine. Or cet effet du platine est réduit à environ moitié si l'on recouvre la surface M du miroir de platine avec une feuille d'aluminium d'épaisseur voisine du micron.

Les expériences relatives à l'action radiographique des rayons secondaires fournissent des résultats analogues [1].

Les diverses expériences radiographiques ou électroscopiques s'accordent ainsi à montrer que les rayons secondaires sont très hétérogènes ; les différents milieux qu'ils traversent les filtrent en ne laissant passer que les rayons les plus pénétrants. Les différents rayons secondaires émis simultanément par un même corps présentent une échelle de pouvoirs de pénétration divers, particulièrement étendue pour les éléments comme le fer, le nickel, l'étain et surtout le platine, le plomb. Les rayons les moins pénétrants des faisceaux émis par le platine, le plomb, sont très affaiblis par une épaisseur d'aluminium de l'ordre du micron, par une épaisseur d'air de l'ordre du millimètre, par une feuille de papier noir ; ils produisent à eux seuls une grande partie de l'action électrique ou radiographique des rayons secondaires de ces éléments ; de telles épaisseurs d'aluminium ou d'air affaiblissent, au contraire, très peu l'action électrique ou radiographique des rayons du zinc ou du cuivre. Une fois dépouillés de cette partie, la plus absorbable et la plus active, les rayons secondaires sont plus pénétrants, moins actifs et continuent à s'affaiblir en traversant, par exemple, les millimètres d'air suivants ; comme nous avons vu pour les rayons du fer, ils s'affaiblissent encore parfois notablement dans les centimètres d'air suivants ; ils deviennent graduellement aussi pénétrants que les rayons X qui les ont produits. On comprend très bien maintenant que cet affaiblissement par transmission dans l'air, le papier noir, l'aluminium, etc., s'exerçant très inégalement sur les faisceaux secondaires émis par divers corps sous l'influence du même faisceau de rayons X, l'ordre de divers corps au point de vue de leur activité secondaire puisse être bouleversé d'une expérience à l'autre. J'en ai donné ailleurs [2] des exemples

---

[1] Pour plus de détails, cf. G. Sagnac, *De l'optique des rayons de Röntgen et des rayons secondaires qui en dérivent*. Paris, Gauthier-Villars, 1900 ; p. 94.

[2] *Loc. cit.*, p. 84.

pour l'action électrique; de même l'action radiographique du plomb, par exemple, au moins égale à celle du cuivre tant que les métaux sont placés contre la couche sensible nue d'une plaque photographique recevant les rayons X par sa face verre, lui devient considérablement inférieure, quand la couche sensible est recouverte de papier noir ou d'aluminium mince. Les expériences de ce genre peuvent être regardées comme un moyen d'étudier la composition des divers faisceaux secondaires.

3. *Résultats relatifs à des corps divers.* — Les coefficients de transformation c, obtenus pour différents corps dans les mêmes conditions, en particulier avec un même faisceau de rayons X et une même lame filtrante A, permettent de comparer les degrés de transformation des rayons secondaires que ces différents corps envoient dans l'électroscope [1]. Les rayons secondaires reçus par l'électroscope sont dépouillés par l'air et les divers milieux traversés, avant d'atteindre la face interne de l'électroscope, de leur partie la plus absorbable et la plus transformée, et cette absorption élective est surtout importante pour les rayons de métaux tels que le plomb, le platine. Aussi, quand les métaux comparés rayonnent à une distance suffisante dans l'air, les rayons du plomb et du platine reçus par l'électroscope sont-ils beaucoup moins transformés et plus pénétrants que ceux du zinc, du cuivre, par exemple. Mais, quand on diminue graduellement l'épaisseur d'air traversée par les rayons, le platine envoie dans l'électroscope des rayons de moins en moins pénétrants, dont le coefficient de transformation dépasse bientôt considérablement ceux du zinc, du cuivre. J'ai toujours constaté que, si un métal dépassait ainsi un autre métal, l'ordre de ces deux métaux ne changeait plus quand l'épaisseur d'air traversée diminuait encore.

J'ai ainsi trouvé, pour un certain nombre de métaux, un *ordre limite* des coefficients de transformation décroissants, pour les épaisseurs d'air de plus en plus petites traversées par les rayons secondaires. Pour les métaux étudiés, cet ordre limite coïncide avec l'ordre limite des activités électriques décroissantes. C'est à la fois l'ordre limite des pouvoirs de pénétration croissants et des coefficients de transformation décroissants ; ainsi, quand on emploie la méthode du condensateur (*fig.* 2) et qu'on dispose sur l'armature MM une feuille mince d'aluminium, on réduit beaucoup la vitesse de décharge du

(1) Cf. *J. de Phys.*, *loc. cit.*

condensateur, si l'armature MM est en platine ou en plomb, moins si elle est en fer ou nickel, et moins encore si elle est en zinc, en cuivre. Cela veut dire que les métaux qui transforment le plus émettent, en général, les rayons secondaires les plus absorbables et les plus actifs.

Les éléments qui transforment notablement les rayons X communiquent cette propriété aux mélanges ou aux composés qui en renferment sans que l'état physique ni l'état de combinaison paraissent influer notablement. Ainsi l'oxyde de cuivre CuO et l'oxyde de nickel NiO, à l'état pulvérulent, transforment les rayons X, moins toutefois que les métaux cuivre et nickel, ce qui peut s'expliquer par l'absorption que les rayons émis par le cuivre et le zinc éprouvent de la part de l'oxygène combiné au métal et relativement très peu actif. D'ailleurs, le nickel, plus actif que le cuivre, communique à son oxyde un pouvoir de transformation et une activité plus grande que ceux de l'oxyde de cuivre. Il en résulte que l'activité d'un mélange ou d'un composé n'est pas en relation générale avec sa densité. Par exemple, l'azotate d'urane, grâce à l'uranium qu'il renferme, est bien plus actif que l'aluminium, et cependant sa densité 2,8 diffère peu de la densité 2,7 de l'aluminium. Les corps très légers sont, il est vrai, souvent très peu actifs et n'émettent que des rayons secondaires sensiblement aussi pénétrants que les rayons X générateurs. Mais cette remarque n'est vraie que pour des corps, comme la paraffine, qui renferment seulement dans leur composition des éléments très peu actifs; encore faut-il prendre garde à des traces d'impuretés très actives enfermées dans un corps par lui-même très peu actif tant qu'il est pur [1]. La propriété d'*activité secondaire* se présente donc surtout comme une *qualité atomique* qui, pour les sept éléments ci-après, décroît dans l'ordre déjà indiqué :

	Pt	Sn	Ni	et Fe	Zn	Cu	Al
Poids atomique....	193	118	58,7	56,0	65	63,3	27
Densité	21,5	7,3	8,9	7,9	7,1	8,9	2,6

On voit que l'étain est plus actif que le fer et le cuivre, bien qu'étant plus léger ; de même le fer et le zinc passent avant le cuivre. D'autre part, le nickel et le fer sont nettement plus actifs que le zinc et le cuivre, qui ont des poids atomiques plus élevés.

---

(1) Voir ci-après § 4.

Mais le nickel et le fer, qui ont des propriétés chimiques voisines et sont considérés comme éléments *analogues*, ont des activités secondaires sensiblement égales.

4. *Application à la chimie*. — L'ordre limite d'activité secondaire, que j'ai défini pour quelques éléments, permettra de faire une comparaison de l'ensemble des éléments chimiques d'après un nouveau caractère spécifique. Cette comparaison semble dès à présent dépendre, comme la *classification chimique* naturelle de J.-B. Dumas et de Mendeleef, des analogies chimiques aussi bien que de la grandeur du poids atomique.

L'activité électrique secondaire permet, d'autre part, de rechercher une petite proportion d'un élément assez actif disséminé dans un corps relativement peu actif par lui-même. Ainsi, en comparant des échantillons d'aluminium de provenances diverses, j'ai trouvé que leurs activités secondaires observées dans les mêmes conditions étaient très différentes, dans le rapport de 1 à 2 et même de 1 à 6, lorsque le tube focus employé était assez *mou* et émettait des rayons X assez peu pénétrants; or les échantillons les plus actifs contenaient seulement 2 ou 3 0/0 de métaux relativement très actifs (cuivre, fer) de plus que l'aluminium le moins actif. Des mesures successives permettent de déceler ainsi nettement 1 0/0 de cuivre ajouté à un aluminium, et il est évident qu'on irait beaucoup plus loin en employant une méthode d'opposition ou si le métal recherché était plus actif que le cuivre[1]. En ce qui concerne l'aluminium, la grande importance des petites quantités de cuivre, fer, etc., qu'il peut renfermer rend impossible d'attribuer des valeurs précises aux diverses propriétés des rayons secondaires qu'il émet, tant que l'on ne possédera pas un échantillon très pur de ce métal. L'invariabilité de l'activité secondaire dans des conditions déterminées sera l'un des caractères à exiger d'un *corps pur*.

De là aussi une méthode pour rechercher de petites quantités

---

[1] Il conviendra, pour la recherche des éléments très lourds à rayons secondaires très absorbables par l'air, de former, avec le corps où l'on recherche l'élément étranger, l'armature M d'un condensateur recevant un faisceau de rayons X (*fig*. 2). Il sera possible d'instituer une *méthode de zéro* en employant un second condensateur semblable au premier, dont le corps à comparer à M formera l'armature M' frappée par les rayons X; les armatures M et M' seront reliées à l'aiguille d'un électromètre ou à la feuille d'or d'un électroscope de Hankel; les armatures opposées à M et M' seront à des potentiels égaux et de signes contraires, de manière que les actions secondaires de M et M' seront *opposées* l'une à l'autre sur l'électromètre.

d'un élément soit déjà bien connu, soit non encore isolé ou tout à fait nouveau, à la condition seulement que l'élément recherché soit notablement plus actif que le corps dans lequel il est disséminé. Cette méthode serait analogue à la méthode remarquable qui a permis à M. et Mme Curie de découvrir de très petites quantités d'éléments nouveaux *spontanément* actifs, le polonium et le radium, dans les minerais d'urane et de thorium (1). Elle serait généralement bien moins sensible ; d'un autre côté, elle serait applicable à un plus grand nombre de cas, puisque la plupart des métaux lourds présentent un très notable pouvoir de transformation et une émission secondaire très active électriquement et très variable avec la nature chimique des éléments considérés.

5. *Dissymétrie dans la décharge par les rayons de Röntgen et par les rayons secondaires.* — La décharge par les rayons ultra-violets ne s'exerce sensiblement que sur les conducteurs électrisés *négativement*, frappés par les rayons ; elle est d'essence *dissymétrique*. La décharge par les rayons Röntgen et par les rayons secondaires a son siège dans le gaz soumis au champ électrique des conducteurs ; elle est d'essence *symétrique*, en ce sens que les rayons libèrent dans le gaz d'égales quantités d'électricité positive et d'électricité négative ; il importe de rechercher si, dans certains cas, la vitesse de décharge peut être différente, suivant que le conducteur étudié est électrisé négativement ou positivement. Je n'ai pu reconnaître nettement une dissymétrie de ce genre permettant de rapprocher la décharge, dans l'atmosphère, par les rayons de Röntgen ou par les rayons secondaires de la décharge par les rayons ultra-violets. J'ai déjà insisté sur les circonstances qui peuvent donner à la décharge d'un condensateur frappé par les rayons Röntgen l'apparence d'une action localisée à la surface des armatures (2). D'autre part, le fait que le champ électrique tend à se localiser (3) auprès de l'armature négative d'un condensateur plus encore qu'auprès de l'armature positive peut faire paraître l'action de décharge inégalement localisée ou inégalement intense suivant le signe de la charge du

(1) M. Curie et Mme Curie, *Comptes rendus*, t. CXXVII, p. 175. M. Curie, Mme Curie et M. Bémont, *loc. cit.*, p. 1215 ; 1898. Un nouvel élément très actif, l'*actinium*, a été depuis découvert dans les mêmes minerais, par M. Debierne : *Comptes rendus*, t. CXXIX, p. 593 ; 1899 ; — t. CXXX, p. 906 ; 1900.

(2) *J. de Phys.*, *loc. cit.*

(3) J'ai fait remarquer (*loc. cit.*) que la nature du métal frappé par les rayons de Röntgen influe sur la localisation du champ au voisinage du métal.

conducteur; cette influence est négligeable si la différence de potentiel des armatures du condensateur étudié est suffisante pour qu'on puisse négliger relativement les variations de potentiel dues à la présence des charges électriques libérées dans le gaz par les rayons; j'ai déjà dit que la dissymétrie de l'altération du gradient du champ électrique peut s'expliquer par une vitesse de translation plus grande pour les charges négatives que pour les charges positives.

Voici une autre cause de dissymétrie dans la décharge, qui est particulièrement importante et qui paraît tenir à une inertie dynamique de particules électrisées (*ions*), libérées dans le gaz par les rayons et lancées par la force du champ électrique. J'ai toujours observé que les rayons X ou les rayons secondaires dissipent avec la même vitesse, à $\frac{1}{100}$ près environ, l'électrisation positive ou l'électrisation négative d'un métal placé dans l'air à la pression atmosphérique, si ce métal reçoit les rayons à travers des orifices percés dans une enveloppe métallique C, qui est soigneusement reliée au sol et qui ne laisse pas sortir de lignes de forces issues du métal électrisé, *sous la condition expresse qu'aucun champ électrique ne règne à l'extérieur de la cage* C *sur le trajet des rayons*. Mais une notable inégalité entre les vitesses de dissipation des deux électricités apparaît, si la cage métallique C est électrisée ou si un corps électrisé est placé à l'extérieur de la cage C.

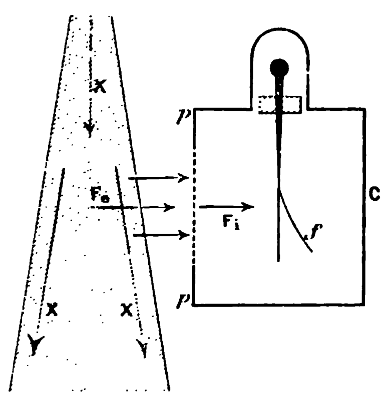


Fig. 3.

Un faisceau de rayons X (*fig.* 3) passe, dans l'air, près d'une fine toile métallique, ou d'un écran métallique percé d'orifices, qui ferme

électriquement en *pp* le champ intérieur F_i d'un électroscope. Il y a toujours une légère action de décharge α de la feuille d'or *f* en l'absence de tout champ extérieur ; elle est due à l'action des rayons secondaires disséminés par l'air atmosphérique. Quand il existe un champ extérieur F_e, on vérifie, dans tous les cas, la loi suivante :

Si le champ extérieur F_e et le champ intérieur F_i sont de même sens, à l'action de décharge primitive α, mesurée par l'inverse du temps de décharge quand F_e est nul, s'ajoute une action *accélératrice* A, souvent très supérieure à α. Si F_e et F_i sont de sens contraires, la présence du champ F_e entraîne une action supplémentaire *a retardatrice* $\left(\text{qui s'est toujours montrée inférieure à } \alpha \text{ et généralement comparable à } \frac{\alpha}{2}\right)$. Voici quelques exemples : 1° Cage électrisée négativement (en communication permanente avec une bouteille de Leyde) et fermée par une fine toile métallique *pp* ; feuille d'or *f* négative, chute de *f*, de 90 millimètres à 100 millimètres d'une échelle placée derrière, observée dans un viseur, en 18 secondes ; feuille *f* positive, chute de *f* de 90 millimètres à 92^{mm},5 seulement, en 75 secondes ;

2° Même dispositif ; mais la toile *pp* est remplacée par une plaque de plomb percée de plusieurs orifices circulaires de 1 centimètre de diamètre. Cage au sol et pas de champ extérieur ; *f* positive ou négative tombe de 66 millimètres à 98^{mm},5 en 25 secondes. Cage électrisée négativement ; *f* négative tombe de 90 millimètres à 100 millimètres en 13 secondes ; *f* positive tombe de 90^{mm},5 à 93 millimètres seulement en 75 secondes ;

3° Même dispositif qu'en 2° ; mais on maintient la cage C au sol et l'on électrise une lame L d'aluminium placée devant la cage dans le faisceau de rayons X. Si L est au sol, comme C, *f* positive ou négative tombe de 90 millimètres à 95 millimètres en 66 secondes. Si L est négative, *f* tombe de la même quantité en 18 secondes seulement, si son électrisation est positive, et en 175 secondes si son électrisation est négative.

L'*action retardatrice a*, qui s'observe si bien quand l'électroscope est fermé par la plaque percée d'ouvertures (expériences 2° et 3°), ne s'observe plus sensiblement quand il est fermé par la fine toile métallique ; l'*action accélératrice* A subsiste alors seule (expérience 1°) ; elle subsiste sans s'affaiblir beaucoup quand on place la plaque percée d'orifices à 3 millimètres devant ou derrière la toile métallique et en

communication électrique avec cette toile; elle disparaît à son tour si, au lieu de la plaque, on place devant la toile métallique une seconde toile fine en communication électrique avec la première; elle disparaît aussi, et les deux électricités fuient sensiblement avec la même vitesse, si l'entrée de l'électroscope est fermée par une feuille métallique même mince, telle qu'une feuille d'aluminium battu de 2 ou 3 microns d'épaisseur, dépourvue de déchirures et de trous visibles à l'œil nu.

6. *Généralisation de la notion de rayons cathodiques.* — Les phénomènes précédents se présentent dès qu'il existe à l'extérieur de la cage C un champ électrique F_e de quelques volts par centimètre, encore bien inférieur au champ F_i, de l'ordre de 100 volts par centimètre, qui règne dans la cage C. En aucun cas, même quand F_e est très énergique, la feuille d'or électrisée f ne se déplace quand on excite le champ extérieur F_e. Il ne me paraît pas possible d'expliquer les phénomènes signalés en admettant qu'une petite partie des lignes de forces du champ F_i viennent, lorsqu'on excite F_e, se raccorder directement avec des lignes de forces du champ F_e. Je pense que les

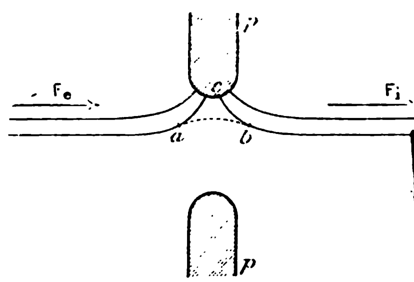


Fig. 4.

charges électriques libérées par les rayons dans l'air soumis au champ électrique extérieur F_e suivent *à peu près* les lignes de forces de ce champ avec une certaine *vitesse*. Mais, quand la ligne de force du champ F_e se recourbe *rapidement* (*fig.* 4) pour aboutir à un bord c d'une ouverture de la paroi pp' de l'électroscope, on comprend que, si la charge électrique possède une force vive suffisante, elle puisse quitter la ligne de force du champ F_e et bondir, suivant un certain chemin ab, jusqu'à une ligne de force du champ F_i. Si F_i est de même sens que F_e, les charges ainsi projetées dans le champ extérieur y forment un flux électrique qui accroît le flux de décharge normal

parce qu'il est de *même sens*; d'où une augmentation de la rapidité de décharge de la feuille d'or. Dans le cas contraire, les flux sont *opposés*, et il y a *retard*; mais, dans ce cas, le flux supplémentaire dû à la projection électrique du champ F_e est rapidement ramené vers p par le champ F_i, avant même d'avoir pu prendre une direction voisine de celle du flux normal ; on comprend alors que l'action retardatrice a n'apparaisse nettement que si les charges issues de l'extérieur pénètrent assez avant dans l'intérieur de la cage C [1]. Cela sera réalisé si les ouvertures de la cage C sont assez larges (expériences 2° et 3°), et pas sensiblement si elles sont assez étroites (expérience 1° faite avec une toile métallique dont la maille a environ un cinquième de millimètre de côté). On prévoit aussi, et l'expérience confirme que le retard (expériences 2° et 3°) augmente avec le champ extérieur F_e ; les lignes de forces entrent alors, en effet, plus avant dans la cage C et s'y recourbent plus complètement ; d'autre part, les charges électriques amenées par le champ extérieur F_e sont sans doute animées d'une plus grande vitesse.

Ainsi les phénomènes que j'ai signalés paraissent dus à un flux de charges électriques qui, animées de certaines vitesses, refusent de recourber très rapidement leur trajectoire suivant les lignes de forces aboutissant aux bords des ouvertures de la cage de l'électroscope ; elles pénètrent ainsi, comme un *bombardement*, dans l'intérieur de la cage, sans toutefois que leur force vive suffise à leur faire traverser une épaisseur notable d'air à la pression atmosphérique, où ne règne aucun champ électrique (entre deux toiles métalliques identiques, voir § 5), ni une épaisseur d'aluminium de l'ordre du micron.

On peut se proposer de dévier ce bombardement par l'*action de l'aimant* et, en opérant dans des *gaz raréfiés*, lui faire atteindre des vitesses de plus en plus grandes, surtout si le champ extérieur est produit par de très grandes différences de potentiel. Sans doute le bombardement traversera-t-il alors une mince feuille d'aluminium et deviendra-t-il progressivement comparable aux *rayons cathodiques*. Déjà l'on peut remarquer que, d'après les expériences dues à M. Child (Voir *J. de Phys.*, *loc. cit*), les rayons X qui passent entre les deux arma-

---

[1] Le flux supplémentaire retardateur ne vient donc pas jusqu'à la feuille électrisée f; mais, avant d'être repoussé jusqu'à la surface des parois pp, où il vient se perdre, il *neutralise* en partie les charges de signe contraire du flux primitif dû à l'action primitive de décharge a, qui cheminent en sens inverse et arrivent ainsi affaiblies sur la feuille f, d'où l'affaiblissement de la décharge de f.

tures d'un condensateur chargé localisent la chute du potentiel au voisinage des armatures et un peu plus auprès de l'armature négative qu'auprès de l'armature positive. Je pense que, la pression des gaz diminuant, la chute de potentiel se localiserait de plus en plus auprès de l'armature négative, grâce à une augmentation de plus en plus grande de la vitesse du flux d'électricité négative par rapport au flux d'électricité positive ; le flux négatif formerait alors les rayons cathodiques que nous connaissons, capables de parcourir de grandes distances dans le vide de Crookes, de se diffuser au travers de minces feuilles d'aluminium (Lenard) pour se propager, en dehors du tube où ils ont pris naissance, sur des mètres de longueur dans un gaz très raréfié, sur quelques centimètres seulement dans l'atmosphère qui les absorbe et les diffuse (1).

On aurait ainsi toute une série de flux anodiques et cathodiques, depuis le bombardement vraisemblablement très lent et très diffusable que j'ai produit et étudié dans l'atmosphère, jusqu'aux rayons cathodiques considérablement plus rapides et mieux définis excités dans le vide de Crookes sous l'influence de différences de potentiel relativement considérables. Depuis que j'ai fait ces observations et ces rapprochements (2), le professeur J.-J. Thomson et ses élèves ont établi que les charges électriques ou *ions* libérés dans les gaz par les divers agents (rayons X, ultra-violets ou des corps radio-actifs, flammes (3) se propagent dans l'air atmosphérique avec des vitesses de quelques centimètres par seconde sous l'influence de champs électriques de quelques volts par centimètre, tandis que les rayons cathodiques ordinaires, d'après la comparaison de leur déviation magnétique avec leur déviation électrique, se propagent avec des vitesses atteignant jusqu'à 100.000 kilomètres par seconde. Enfin, il n'est pas douteux qu'à l'intérieur d'un tube de Crookes les rayons de Röntgen, excités par les rayons cathodiques, n'augmentent l'émission cathodique elle-même ; ils doivent libérer dans le gaz raréfié des charges électriques que le champ électrique dirige et

---

(1) P. LENARD, *Wied. Annalen d. Physik*, t. LI, p. 223 ; 1894 : — t. LII, p. 23 ; 1894 ; — et t. LVI, p. 255 ; 1895.

(2) Pli cacheté déposé à l'Académie des Sciences, le 18 juillet 1898, ouvert dans la séance du 5 février 1900.

(3) M. P. Villard a réalisé avec les ions produits par les flammes l'expérience analogue à celle que le dispositif de la *fig.* 3 m'a permis de réaliser avec les ions produits par les rayons de Röntgen (P. VILLARD, *Société française de Physique*, séance du 16 mars 1900).

divise en deux flux inverses, l'un négatif, relativement rapide, qui s'éloigne de la cathode (rayons cathodiques), l'autre positif, relativement lent et ramené par le champ électrique sur la cathode[1].

7. *Analogie de la décharge par les rayons de Röntgen et par les rayons secondaires avec la décharge par les rayons ultra-violets de Lenard.* — Il résulte des expériences décrites dans le présent travail et des expériences antérieures que la décharge d'un conducteur, soit positif, soit négatif, est provoquée par les rayons de Röntgen ou les rayons secondaires :

1° Quand le conducteur reçoit directement les rayons (Benoist et Hurmuzescu) ;

2° Quand un corps voisin lui envoie des rayons disséminés (rayons secondaires ou tertiaires) ;

3° Quand le gaz soumis au champ électrique du conducteur est traversé par un faisceau de rayons, même si ce faisceau ne frappe aucun des conducteurs électrisés, ni directement, ni après dissémination (J. Perrin) ;

4° Quand un faisceau de rayons traverse le gaz soumis à un champ électrique F_e extérieur au champ électrique F_i du conducteur, mais de même sens que F_i et séparé du champ F_i par un écran conducteur discontinu (et même sans doute par un écran continu suffisamment mince, si le gaz étudié est suffisamment raréfié et le champ F_e suffisamment intense).

Ces quatre principaux modes de décharge se groupent d'ailleurs autour du troisième ; ils résultent donc tous plus ou moins *indirectement* d'un effet qui a son siège dans la masse du gaz soumis à la fois à l'action du champ électrique et à celle des rayons. Il semble ainsi y avoir une opposition complète entre le mode d'action des rayons de Röntgen ou des rayons secondaires et l'action de décharge que les rayons ultra-violets exercent uniquement quand ils *frappent* un corps *négatif*. La différence semble d'autant plus profonde qu'il ne paraît pas y avoir dans le mode de décharge par les rayons de Röntgen ni par les rayons secondaires, agissant dans l'atmosphère, de dissymétrie partielle annonçant la dissymétrie profonde de la décharge par les rayons lumineux. Mais, s'il n'y a pas de rayons de Röntgen ni de rayons secondaires qui se rapprochent, à ce point de vue, des

---

[1] Ce flux positif pourrait constituer, en partie du moins, l'afflux cathodique de M. P. Villard (Cf. P. Villard, *J. de Ph.*, t. VIII, 3e série, p. 5 et 140 ; 1899).

rayons lumineux jusqu'ici étudiés, on peut se demander si, inversement, il n'y a pas d'autres rayons lumineux se rapprochant à ce point de vue des rayons de Röntgen et des rayons secondaires. C'est justement le cas des rayons lumineux ultra-violets récemment découverts et étudiés par le professeur Lenard (¹). En voici le mode de production et les principales propriétés :

Les étincelles électriques produites par un gros inducteur, actionné par un interrupteur de Wehnelt et relié à une bouteille de Leyde, éclatent entre deux pointes de métal (Al, Cd, Sn, Pb, Zn ou Mg). Elles sont le siège d'une émission de rayons ultra-violets qui se propagent en ligne droite, se réfractent à travers le spath fluor, le sel gemme, le quartz, suivant des indices de réfraction correspondant, d'après les formules de dispersion extrapolées, à des longueurs d'onde allant de $0^{\mu},19$ à $0^{\mu},14$ et sans doute en deçà.

Ces rayons sont capables de provoquer, comme les rayons de Röntgen, les rayons cathodiques, les rayons émis par les corps radio-actifs et les rayons ultra-violets déjà connus, la formation d'un brouillard dans un jet de vapeur d'eau sursaturée. Or, tandis que les rayons ultra-violets antérieurement étudiés ne produisent une décharge qu'en frappant (directement ou après diffusion) un corps négatif et n'ont aucune action tant qu'ils rencontrent seulement un conducteur positif (²) ou un gaz soumis au champ électrique des conducteurs, les rayons ultra-violets de Lenard agissent sensiblement à la manière des rayons de Röntgen et des rayons secondaires : ils peuvent décharger non seulement les conducteurs électrisés négativement, mais encore les conducteurs électrisés positivement, dans certains cas avec la même vitesse, et cela même quand ils ne frappent point de conducteurs négatifs, soit directement, soit après diffusion ; *ils agissent surtout en rendant le gaz qu'ils traversent conducteur de l'électricité* ; la nature de la surface qu'ils frappent est sensiblement indifférente. Ainsi disparaît l'une des principales dif-

(¹) P. Lenard, *Ueber Wirkungen des ultra-violetten Lichtes auf gasförmige Körper* (Drude's *Annalen d. Physik*, t. I, p. 486-507 ; 1900). *Ueber die Elektricitatszerstreuung in ultra-violett durchstrahlter Luft* (*loc. cit.*, t. III, p. 298-319 ; 1900).

(²) Toutefois, M. Branly avait déjà observé, au cours de ses recherches (*J. de Ph.*, 3ᵉ série, t. II, p. 300 ; 1893), que l'étincelle de décharge d'un condensateur émet une lumière très active sur les corps négatifs et *active aussi*, très faiblement il est vrai, *sur les corps positifs*.

férences d'après lesquelles on était conduit à considérer la nature des rayons X comme essentiellement distinctes de celle des rayons ultra-violets.

DE L'EFFET THERMOMAGNÉTIQUE LONGITUDINAL;

Par M. GEORGES MOREAU.

Lownds a publié dans les *Annales de Drude* de cette année [1] quelques recherches sur l'effet *thermomagnétique longitudinal* dans le bismuth. Je veux, dans cette note, indiquer ses résultats et ceux que j'ai obtenus à propos du même phénomène, dans des expériences faites sur les métaux magnétiques, il y a deux ans environ.

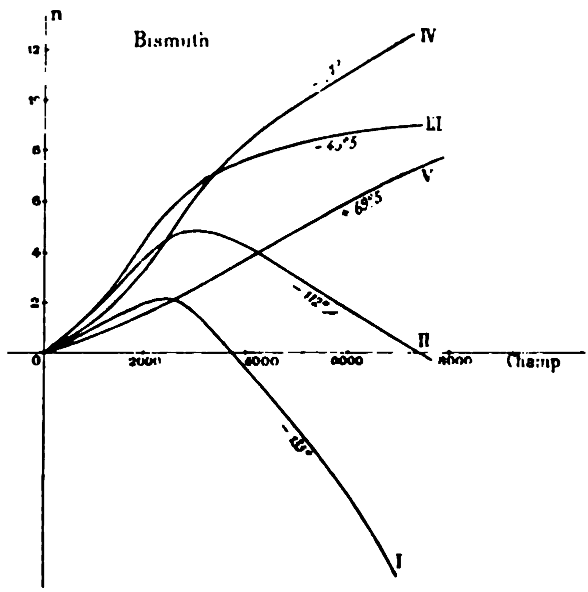


FIG. 1.

I. *Définition.* — Une tige ou une lame de bismuth est disposée dans un champ magnétique normalement aux lignes de force supposées horizontales. Un flux calorifique vertical est établi dans le

---

[1] *Drude's Annalen;* t. IV, p. 776-778; 1901.

métal. Sous l'action du champ, il se produit, parallèlement au flux, une force électromotrice indépendante du *sens* du champ. Cette force électromotrice longitudinale est totalement différente de l'effet thermomagnétique transversal analogue à l'effet Hall [1].

II. *Expériences de Lownds.* — Un fil de bismuth AB de 1 millimètre de diamètre et de $3^{cm},1$ de longueur est disposé dans le champ magnétique. Son extrémité supérieure A est soudée au fond d'une enceinte où on entretient une température invariable (eau bouillante, glace, mélange d'éther et d'anhydride carbonique, air liquide). L'extrémité inférieure est à la température extérieure. — On obtient ainsi dans AB une chute de température $t_A - t_B = \tau_1$, qu'on évalue par deux couples Fer-Constantan soudés en A et B. La force électromotrice longitudinale est déterminée par une méthode de compensation : 1° sans champ e_1 ; 2° avec champ dans les deux sens e_2 et e_3 ; 3° sans champ e_4. L'effet thermomagnétique est caractérisé par la formule :

$$n = \frac{(e_2 + e_3) - (e_1 + e_4)}{2\tau_1}.$$

Voici quelques-unes des courbes de variation de n avec le champ (*fig.* 1).

Les températures moyennes du fil, c'est-à-dire $\tau = \frac{t_A + t_B}{2}$, sont marquées au-dessous de chacune d'elles, et les différences τ_1 sont :

(I) $\tau_1 = 106°,5$; (II) $\tau_1 = 124°,2$; (III) $\tau_1 = 50°,5$; (IV) $\tau_1 = 46°,6$; (V) $\tau_1 = 42°,7$; $e = n\tau_1$ en micro-volts.

Il apparaît bien que l'effet longitudinal dépend de la température moyenne. Pour une valeur donnée de $\tau = -135°$, par exemple, le courant, d'abord de sens opposé au flux calorifique, pour les champs inférieurs à 1.000 unités environ, lui devient parallèle. L'effet *longitudinal change de sens* et le champ du courant nul est d'autant plus grand que la température moyenne est plus élevée.

III. *Expériences sur les métaux magnétiques.* — J'ai étudié le nickel, le fer doux et l'acier doux.

La lame métallique est courbée en forme d'U renversé BAC (*fig.* 2). Les branches verticales arrivent dans des électrodes de mercure B et C

---

[1] *J. de Phys.*, 3e série, p. 497 ; 1900.

entourées d'eau à température fixe et d'où part le circuit extérieur. L'une des branches AB traverse le champ magnétique horizontal de l'électro-aimant EE.

En a et b sont soudés deux couples Pt-Cu qui donnent les températures des branches correspondantes. On chauffe la lame par une grosse barre de cuivre soudée en A. On établit ainsi dans chaque branche un flux calorifique dirigé de haut en bas et dont l'un, AabB, est soumis au champ magnétique.

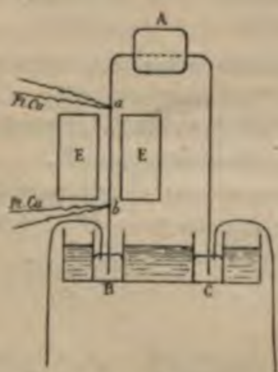


FIG. 2.

On équilibre par une force électromotrice extérieure le faible courant thermo-électrique produit dans la lame à l'état neutre. En excitant l'électro, on observe une force électromotrice longitudinale, parallèle au flux, indépendante des dimensions de la lame, qui ne change pas si on renverse le champ. Son signe et sa grandeur dépendent de la chute de température $\tau_1 = t_a - t_b$ et de la température moyenne $\tau = \frac{t_a + t_b}{2}$, ainsi que de l'intensité du champ H. C'est l'*effet thermomagnétique longitudinal.*

Les nombres suivants se rapportent à une lame de nickel pur de 5 centimètres de largeur, $0^{mm},3$ d'épaisseur ; Δ est la déviation galvanométrique due au courant longitudinal, de laquelle je déduis la force électromotrice en micro-volts.

$$\tau_1 = t_a - t_b = 163^\circ \qquad \tau = \frac{t_a + t_b}{2} = +114^\circ,5$$

H	Δ	$n = \frac{\Delta}{\tau_1}$	e en micro-volts
850	— 38	— 0,23	— 3,48
1750	— 67	— 0,41	— 6,21
2600	— 71,5	— 0,43	— 6,51
3500	— 40,5	— 0,25	— 3,80
5000	+ 77,5	+ 0,47	+ 7,12
6500	+ 136	+ 0,83	+ 12,58
7500	+ 162	+ 1,00	+ 15,16
9700	+ 200	+ 1,22	+ 18,49
12000	+ 214	+ 1,31	+ 19,06
13800	+ 268	+ 1,61	+ 24,40

Formule de calcul de e : $e = 0{,}093 n (t_a - t_b)$.

Le signe — indique que le courant longitudinal a le même sens que le flux calorifique dans la branche AB.

La force électromotrice due au champ part de zéro, croît jusqu'à un maximum, change de sens pour H = 4.000 unités environ, et reste ensuite opposée au flux calorifique.

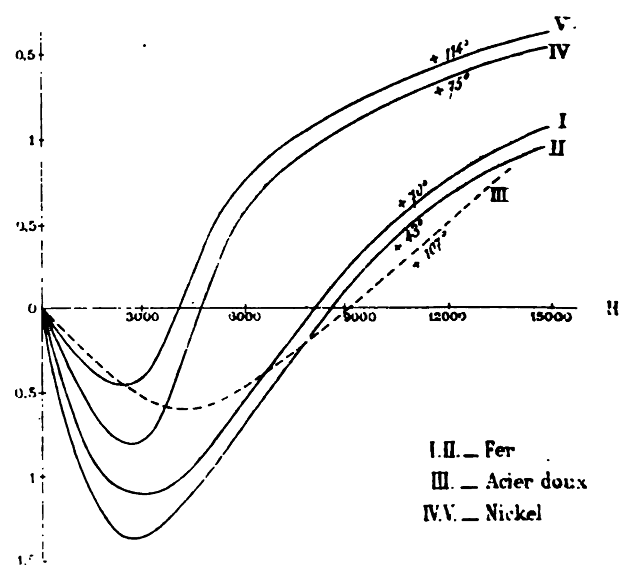


FIG. 3.

Voici quelques-unes des courbes (*fig.* 3) que j'ai obtenues en modifiant τ_1 et τ. On a porté en ordonnées n et en abscisses H.

Nickel : Courbes......	IV	$\tau_1 = 94°,3$	$\tau = + 75°$	$e = 0{,}093 n\tau_1$
	V	$\tau_1 = 163°$	$\tau = + 114°,5$	
Fer : Courbes.........	I	$\tau_1 = 75°$	$\tau = + 70°$	$e = 0{,}093 n\tau_1$
	II	$\tau_1 = 34°$	$\tau = + 43°$	
Acier : Courbe.........	III	$\tau_1 = 164°,4$	$\tau = + 107°$	$e = 0{,}072 n\tau_1$

Les trois métaux magnétiques présentent les mêmes caractères au point de vue de l'effet longitudinal. Tout d'abord, le courant a le sens du flux calorifique, puis inversion et enfin le même sens. Le point d'inversion, très différent pour les trois métaux, *s'éloigne* du champ zéro à mesure que la température moyenne *s'abaisse*.

Les courbes précédentes présentent la plus grande analogie avec celles du bismuth. On peut dire qu'elles sont identiques au signe près, puisque, d'après les expériences de Lownds, le courant du bismuth, d'abord opposé au flux, lui devient parallèle, le champ d'inversion *augmentant* d'intensité quand la température moyenne *s'élève*.

INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS.

I. *Métaux magnétiques.* — D'après les recherches de Houllevigue [1], l'effet Thomson d'un métal magnétique varie avec l'aimantation longitudinale. Entre deux tranches successives aux températures T + dT et T, l'aimantation introduit une différence de potentiel

$$dh_1 = \sigma_1 dT,$$

où σ_1 est la modification de la chaleur spécifique d'électricité σ sous l'action de H.

D'après le même savant, entre deux tranches successives d'un métal inégalement aimantées, il y a une différence de potentiel

$$dh_2 = \lambda dH,$$

ou λ est un coefficient analogue à σ_1, il est fonction de H et de T. Comme σ_1, il ne change pas de signe avec H.

Les mêmes coefficients peuvent être définis pour l'aimantation transversale. Si nous nous reportons à la *fig.* 1, et si nous évaluons la chute de potentiel dans la branche AabB sous l'action du

---

[1] Houllevigue, *Annales de Physique et Chimie*, 7; 1896.

champ magnétique, nous avons :

$$(1) \qquad V_B - V_A = \int_{t_a}^{t_b} \sigma_1 dT + \int_0^H (\lambda - \lambda_1) dH ;$$

λ se rapporte à Aa et λ_1 à Bb où le champ varie. Or λ est supérieur à λ_1, car les coefficients σ_1 et λ croissent avec la température ; donc on a :

$$V_B - V_A = \alpha + \beta,$$

où :

$$\alpha = \int_{t_a}^{t_b} \sigma_1 dT \qquad \text{et} \qquad \beta = \int_0^H (\lambda - \lambda_1) dH.$$

a. Fer doux. — D'après Houllevigue, σ_1 est négatif si H est inférieur à 250 unités. Ce nombre se rapporte à l'aimantation longitudinale ; il doit être plus élevé si la lame est aimantée transversalement. En outre, $\lambda - \lambda_1$ est négatif et faible pour les champs peu intenses : donc $\alpha + \beta$ est d'abord positif et change de signe pour une valeur de H qui dépend de la température moyenne de la plaque. Le courant longitudinal thermomagnétique ira d'abord de B vers A dans le circuit extérieur, puis ensuite de A vers B.

b. Acier doux. — σ_1 et λ sont négatifs, donc même conclusion que pour le fer.

c. Nickel. — On n'a aucune mesure directe de σ_1 et λ, mais les propriétés magnétiques du nickel semblent indiquer un effet analogue au fer doux.

II. *Bismuth.* — L'interprétation précédente paraît s'appliquer au bismuth sous une forme peu différente.

Dans une des expériences de Lownds, la chute de température est 124°,2 pour 3cm,1 et une température moyenne de —112°. Donc, des points très rapprochés du fil de bismuth sont à des températures très différentes. Or, les expériences de Curie ont montré que le coefficient d'aimantation du bismuth augmente notablement quand la température s'abaisse ; par suite, on peut supposer que deux tranches voisines présenteront de ce fait une différence de potentiel. Si par ailleurs la chaleur spécifique du bismuth varie par l'aimantation, on a entre deux tranches :

$$(2) \qquad dV = \sigma_1 dT + \lambda_2 dK,$$

où K est le coefficient d'aimantation à la température T. On remar-

quera que le coefficient λ_2 de la formule (2) n'a pas la même signification que λ de la formule (1). λ_2 n'existe que s'il y a chute de température dans le champ.

Les variations simultanées de σ_1 et de λ_2 avec H et T donnent l'explication de l'effet longitudinal. Mon interprétation, il est vrai, ne repose sur aucun fait expérimental direct, puisqu'on n'a pas mesuré σ_1 et λ_2, mais elle n'est pas en contradiction avec les deux observations suivantes de Lownds :

1° On dispose normalement aux lignes de force d'un champ magnétique *l'une* des soudures du couple Bi-Cu. La température de cette soudure est maintenue constante jusqu'en dehors du champ. La *force électromotrice ne varie pas avec l'aimantation.*

2° Un couple Bi-Cu a ses soudures dans le champ magnétique ou en dehors, de façon à présenter la même chute de température dans le champ. Dans les deux cas, *l'aimantation produit la même variation.*

Ces observations prouvent que l'effet Peltier au contact Bi-Cu n'est pas modifié par le champ. Elles concordent avec l'hypothèse faite sur σ_1 et λ_2. Dans l'observation (1), il n'y a pas de chute dans le champ, donc σ_1 et λ_2 sont nuls. Dans l'observation (2), la chute est la même quelle que soit la position des soudures, donc les effets dus à σ_1 et λ_2 sont identiques.

Conclusion. — L'effet *thermomagnétique longitudinal* peut être regardé *comme résultant d'une modification des éléments thermo-électriques.*

NOUVEAUX RÉFRACTOMÈTRES [1] ;

Par M. P. CULMANN.

Les quatre réfractomètres que je vais décrire sont construits pour les liquides; néanmoins, ils permettent d'opérer sur les solides; mais les mesures sont alors moins commodes; aussi ne parlerai-je ici que de leur application aux liquides.

Les instruments dont il s'agit utilisent l'incidence rasante. Ce cas particulier de la réfraction donne des formules aussi simples

[1] Construits par la Maison Zeiss, de Iéna.

que celles de la réflexion totale, car la marche du rayon limite est déterminée par des formules tout à fait analogues dans les deux cas; mais l'incidence rasante a sur la réflexion totale l'avantage de donner

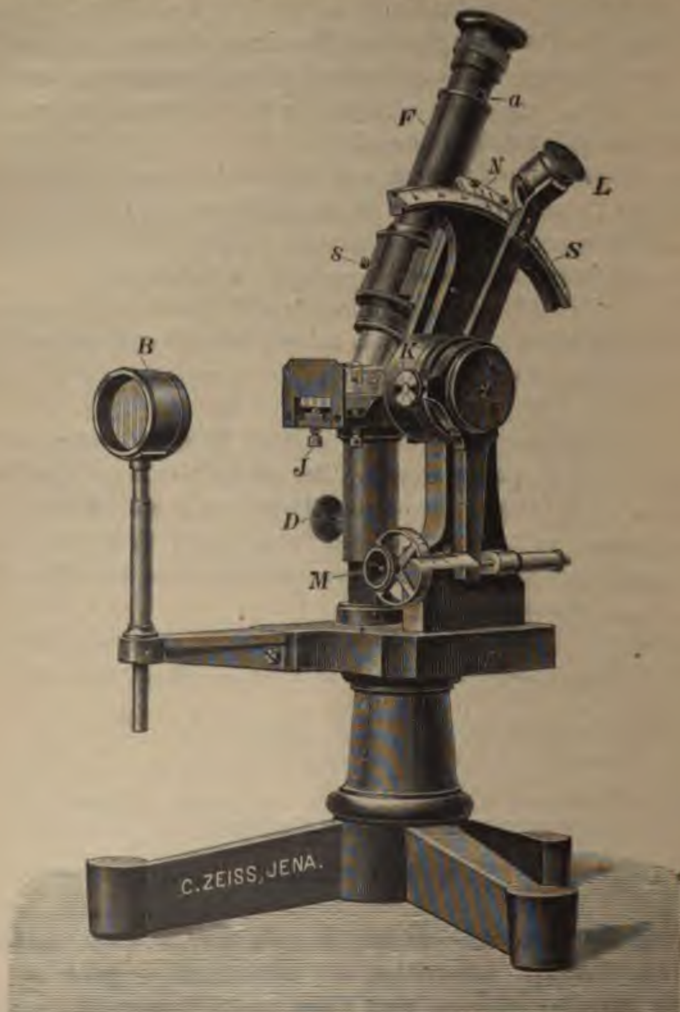


FIG. 1.

une limite plus tranchée, l'une des plages étant absolument noire, l'autre claire, tandis que, pour la réflexion totale, il n'y a qu'une

différence de clarté, plus difficile à apprécier entre les deux plages.

Réfractomètre à angle variable. — Le réfractomètre à angle variable (*fig.* 1) réalise le plus directement le principe de la méthode. Le liquide à examiner est contenu dans un vase dont le fond est formé par une lame de verre à faces parallèles, B (*fig.* 2).

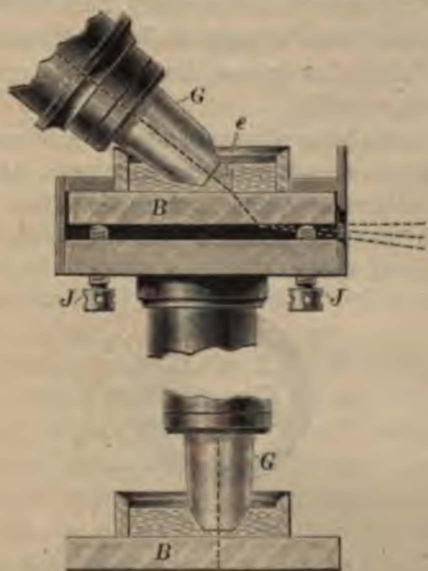


FIG. 2.

On éclaire la lame, sous l'incidence rasante, par un faisceau de rayons monochromatiques. Suivons le rayon limite tracé sur la figure. Les faces de la lame étant parallèles, tout se passe comme si le rayon allait directement, sous l'incidence rasante, de l'air au liquide, et l'angle de réfraction e du rayon dans le liquide est donné par l'équation :

$$n \sin e = 1,$$

si nous désignons par n l'indice du liquide. Il suffira donc de mesurer e pour obtenir $n = \operatorname{cosec} e$. On se sert, à cet effet, d'un viseur F (*fig.* 1) pointé à l'infini. Le viseur tourne autour d'un axe parallèle aux faces de la lame B. Il fait corps avec un vernier N qui se déplace sur un cercle fixe S. Quand le vernier est au zéro, l'axe optique du viseur doit être perpendiculaire à la lame B. Le viseur porte, devant son objectif, un cône tronqué en verre G (*fig.* 2), dont

les faces planes sont normales à l'axe optique du viseur; la face inférieure du cône pénètre dans le liquide. Si nous amenons la croisée des fils sur le rayon limite, l'angle mesuré par le vernier sera l'angle e de notre formule, car le rayon limite ne subira aucune déviation dans le viseur.

M. Pulfrich, l'inventeur de cet appareil, l'a nommé réfractomètre à angle variable, parce que la partie du liquide traversée par le rayon limite affecte la forme d'un prisme, dont l'angle, égal à l'angle e de notre formule, est variable.

Pour vérifier si les faces planes du cône G sont normales à l'axe optique du viseur, on se sert de l'autocollimation. Afin de laisser la croisée des fils entièrement libre, une partie latérale seulement du réticule est éclairée par un prisme à réflexion totale placé derrière la petite fenêtre a du viseur.

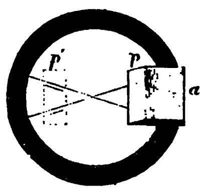


FIG. 3.

L'image p' (*fig.* 3), obtenue par réflexion sur les faces du cône, doit se superposer exactement au réticule. La rectification se fait en déplaçant l'objectif du viseur à l'aide de deux vis s, jusqu'à ce que la superposition soit obtenue. Cette première vérification faite, on amène le vernier sur le zéro du cercle divisé et on vérifie, toujours par autocollimation, si l'axe optique est normal aux faces de la lame B. Pour la rectification, on déplace la lame à l'aide des vis J.

La lame B peut s'approcher très près du cône G. Ce cône est taillé en biseau par deux plans parallèles à l'axe de rotation, comme on le voit sur la figure. L'axe de rotation passe par l'arête inférieure du cône G. Cette arête reste, par conséquent, immobile quand on déplace le viseur, et l'on ne risque pas d'endommager la lame, même lorsqu'elle se trouve très près du cône.

Le vase qui contient le liquide est simplement posé sur les vis J et retenu par les rebords de son support. Celui-ci se déplace de haut en bas sur une colonne prismatique et se fixe à l'aide de la vis D.

Le cercle est divisé en demi-degrés, le vernier donne la minute.

Si l'on fait une erreur Δe dans la lecture de l'angle, l'erreur correspondante de l'indice Δn sera donnée par l'équation :

$$\Delta n = -\frac{\Delta e}{\sin e \ \mathrm{tang}\, e}.$$

Le tableau suivant donne, en unités du quatrième chiffre décimal, l'erreur de n correspondant à une erreur de lecture d'une minute sexagésimale :

n	1,3	1,5	1,7	1,9	2,1	2,3
e	50°,17'	41°,49'	36°,2'	31°,45	28°,26	25°,46
Δn	3,1	4,9	6,8	8,9	11,3	13,9

Pour les mesures de dispersion, on peut obtenir une exactitude relative, environ dix fois plus grande, à l'aide du mouvement micrométrique M. Le tambour indique les dixièmes de minute, il permet un déplacement de 5°.

La lentille B sert pour l'éclairage. On place la flamme de manière à ce que son image soit projetée sur l'écran à ouverture rectangulaire qui se trouve devant le vase contenant le liquide.

On peut adapter sur l'oculaire un diaphragme, percé d'une ouverture rectangulaire correspondant exactement à l'image de la face inférieure du cône G. Ce diaphragme intercepte les rayons réfléchis sur les biseaux du cône.

Au point de vue pratique, le réfractomètre à angle variable a sur le réfractomètre d'Abbe l'avantage de permettre la mesure d'indices plus élevés ; car, dans le réfractomètre d'Abbe, l'incidence rasante se produit au passage du liquide au verre ; il n'existe donc de rayon limite qu'à la condition que le verre soit plus réfringent que le liquide. Ici on peut dire que l'incidence rasante se fait au passage de l'air au liquide : il y a, par conséquent, toujours un rayon limite.

Dans le réfractomètre d'Abbe, on est obligé de choisir le verre du prisme supérieur parmi les flints lourds pour ne pas trop restreindre l'échelle limitée, comme nous venons de le voir, par l'indice de ce verre. Ces flints lourds sont assez délicats. Dans le réfractomètre à angle variable, les verres en contact avec le liquide n'interviennent pas dans les mesures et peuvent être pris parmi les fontes qui résistent bien aux acides.

Malgré ces deux avantages, on donnera, en général, la préférence

au réfractomètre d'Abbe et on réservera le réfractomètre à angle variable aux liquides, rares d'ailleurs, dont l'indice tombe hors de l'échelle de cet instrument, et aux acides qui risqueraient d'attaquer le verre de ses prismes. Le réfractomètre à angle variable laisse le liquide à découvert, ce qui a l'inconvénient de rendre difficile la mesure de la température, quand le liquide est sujet à s'évaporer rapidement. Il ne permet pas d'élever et de maintenir constante la température du liquide à étudier et, par suite, ne convient pas aux matières ne se liquéfiant pas à la température ordinaire. En outre, il donne moins de précision, tout en exigeant une plus grande quantité de liquide, et n'est pas organisé pour l'emploi de la lumière blanche.

Réfractomètre d'Abbe. — Le réfractomètre d'Abbe a été décrit, en 1874, par son inventeur. Je rappellerai ici sa construction, parce que deux des réfractomètres nouveaux que j'ai présentés à la Société de Physique en dérivent. Deux prismes en flint *a* et *b* (Voir plus loin, *fig.* 8, les lettres *a* et *b* ne sont pas marquées) renferment entre eux une couche mince (épaisseur environ 1/20 de millimètre) du liquide à examiner. Le prisme inférieur *b* ne sert qu'à retenir le liquide et à faciliter l'éclairage du prisme supérieur *a*. La face du prisme *b*, qui est en contact avec le liquide, n'est plus polie, dans les derniers modèles de l'instrument, afin d'éviter les réflexions nuisibles qui s'y produisaient. Les deux faces hypoténuses des prismes *a* et *b* doivent être très rapprochées l'une de l'autre pour que l'on puisse admettre que la lumière pénétrant dans le second prisme *a* contient bien des rayons formant avec la normale un angle de 90°. Supposons cette condition remplie et suivons le rayon limite. En adoptant les lettres marquées sur la figure, nous aurons, si nous désignons par *n* l'indice du liquide, par N celui du prisme *a*, et par α l'angle réfringent du prisme :

$$n = N \sin e$$
$$r = \alpha - e$$
$$N \sin r = \sin i.$$

On voit que l'angle d'émergence *i* est, pour un prisme donné, fonction de l'indice du liquide *n*. Dirigeons un viseur fixe F (*fig.* 4), pointé à l'infini, sur le système des deux prismes *a* et *b*, et faisons tourner ceux-ci jusqu'à ce que le rayon limite tombe sur la croisée des fils : l'angle de rotation sera l'angle *i*, si nous mesurons cet angle à partir de la position pour laquelle l'axe du viseur est normal

à la face extérieure du prisme *a*. *i* étant fonction de *n* seulement, on pourra graduer le cercle S qui mesure cet angle, de manière à ce qu'il donne directement les indices *n* du liquide. C'est ce qui a été

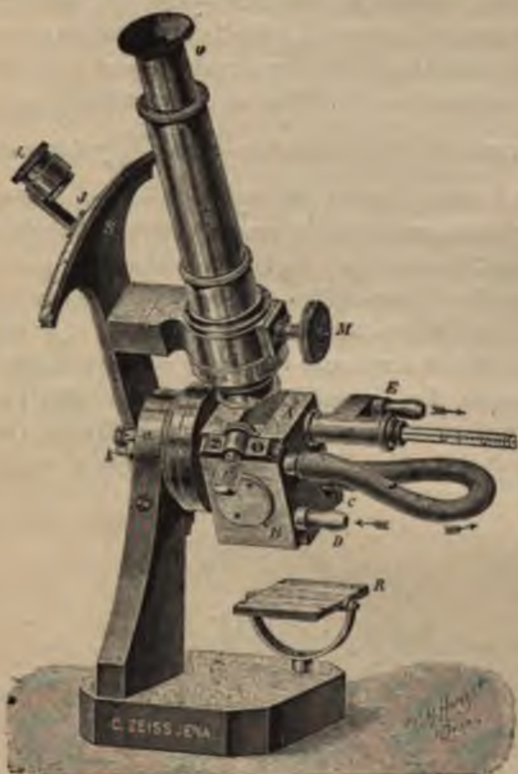


Fig. 4.

fait par la maison Zeiss (le vernier I du cercle S est solidaire du système des prismes *a* et *b* contenus dans les boîtes métalliques A et B). Supposons la graduation établie pour une couleur donnée *p* — M. Abbe a choisi la lumière du sodium, — une autre couleur *q* donnera une limite différente et, en lumière blanche, la limite sera colorée.

Cet inconvénient peut être évité. Soient dn et dN les accroissements que subissent les indices *n* et N lorsqu'on passe de la couleur *p* à la couleur *q*. L'accroissement correspondant di de l'angle d'émergence *i* s'obtiendra en différenciant les équations écrites plus haut :

on aura :

$$di = \frac{\sin \alpha \, . \, d\mathrm{N} - \cos r \, . \, dn}{\cos i \, \cos e}.$$

On peut donc, en annulant sin $\alpha d\mathrm{N}$ — cos rdn, annuler la dispersion di pour un liquide donné. La limite tombe alors en même temps sur la croisée des fils pour les deux couleurs p et q, et paraît achromatique en lumière blanche. Mais, en opérant ainsi, ce résultat n'est obtenu que pour une seule valeur de $\frac{dn}{d\mathrm{N}} = \frac{\sin \alpha}{\cos r}$, c'est-à-dire pour un seul liquide. Pour un liquide différent, di n'est, en général, pas nul. On ne pourra donc employer ce procédé d'achromatisation que pour les réfractomètres destinés à un liquide particulier, par exemple au beurre fondu. Le réfractomètre d'Abbe devant s'employer, au contraire, avec des liquides de nature très diverse, il a fallu recourir pour cet instrument à un autre moyen de rendre la limite incolore en lumière blanche. Le dispositif imaginé à cet effet par M. Abbe pourrait s'appeler un diasporomètre à vision directe. Deux prismes identiques c et d, à vision directe pour la couleur p, sont placés l'un

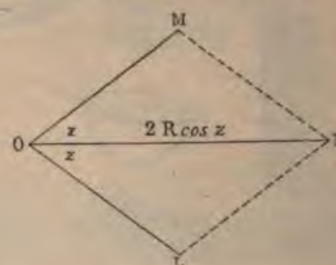


Fig. 5.

derrière l'autre devant l'objectif du viseur. Leurs sections principales se coupent sur l'axe optique O du viseur (*fig.* 5). Soient OL = K et OM = K les dispersions propres de chacun de ces deux prismes.

Leur effet s'ajoutant, ils produiront une dispersion totale ON = 2K cos z, si nous désignons par $2z$ l'angle que forment entre elles leurs sections principales, et cette dispersion résultante 2K cos z aura la direction de la bissectrice de l'angle des sections principales OM et OL. Supposons d'abord l'angle z égal à zéro et les sections principales des prismes c et d parallèles à la section principale du prisme a, puis tournons l'un des prismes c et d à gauche, l'autre à

droite d'un même angle z. La dispersion, égale d'abord à 2K, prendra successivement toutes les valeurs comprises entre 2K et zéro, puis changera de signe et augmentera de nouveau en valeur absolue jusqu'à 2K. La direction de cette dispersion, résultant de l'action des deux prismes c et d, restera toujours celle du plan de la section principale de a. On pourra donc, en faisant varier z, compenser la dispersion di par une dispersion 2K cos z dirigée en sens contraire, et cela quelle que soit la valeur de di, pourvu qu'elle ne dépasse pas 2K. La limite coïncidera alors pour les couleurs p et q et paraîtra presque incolore en lumière blanche pour les liquides dont la dispersion n'est pas anormale. Nous avons supposé la graduation du limbe établie pour la couleur p : les prismes c et d laissant passer sans la dévier cette couleur, la graduation donnera, même en lumière blanche, l'indice correspondant à la couleur p et non celui qui correspond à la partie la plus claire du spectre, comme on pourrait le croire au premier abord.

L'angle z, nécessaire pour obtenir l'achromatisme, peut servir à mesurer approximativement la dispersion du liquide. La limite devient blanche quand la dispersion des prismes c et d est, en valeur absolue, égale à di. Egalant ces deux valeurs, on trouve :

$$dn = 2k \frac{\cos i \cos e \cos z}{\cos r} + \frac{\sin \alpha}{\cos r} dN = g \cos z + h,$$

g et h étant, pour un instrument donné, des fonctions de l'indice n du liquide, fonctions qu'on peut mettre en forme de tables, comme l'a fait la maison Zeiss. On sait que les rapports des dispersions dn, dN et K ne sont pas les mêmes pour toutes les couleurs. L'expérience a montré que les valeurs obtenues pour dn sont, en général, assez exactes, si l'on prend pour dn, dN et K les dispersions correspondant à l'intervalle CF du spectre solaire.

La *fig.* 4 fait voir l'ensemble de l'appareil. Le miroir R renvoie la lumière sur le système des prismes a et b, entourés de boîtes métalliques à double paroi A et B, par lesquelles on peut faire circuler un courant d'eau froide ou chaude maintenu à température constante par un thermostat. Un thermomètre donne la température de l'eau, égale à celle du liquide quand le régime est devenu stationnaire. Le prisme inférieur pivote avec sa boîte B autour de la charnière c. Pour introduire le liquide, on renverse toute la partie supérieure de l'appareil, on tourne le bouton v, on écarte le

prisme *b*, et on fait tomber une goutte du liquide sur le prisme *a*, puis on remet le prisme *b* en place et on ramène l'appareil à sa position primitive pour faire les mesures.

Le bouton M commande le mouvement des prismes *c* et *d*. C'est à l'aide de ce bouton qu'on achromatise la limite.

L'angle ε se lit sur la division T, qui est arbitraire (une division vaut 3°).

Le réfractomètre d'Abbe peut s'employer pour les liquides dont l'indice est compris entre 1,3 et 1,7. Il donne ces indices à lecture directe, sans aucun calcul, à environ deux unités du quatrième chiffre décimal près. Il n'exige que quelques gouttes de liquide et permet d'élever et de maintenir constante la température du liquide avec l'aide d'un thermostat. Les mesures se font à la lumière blanche, tout en donnant la valeur de l'indice pour la raie D du spectre solaire.

Réfractomètre de démonstration. — Le réfractomètre de démonstration est un réfractomètre d'Abbe construit en vue des manipulations de physique. Toutes les constantes nécessaires pour le calcul des indices se déterminent sur l'instrument lui-même. En outre, celui-ci permet de mettre en œuvre les trois méthodes qui se basent sur

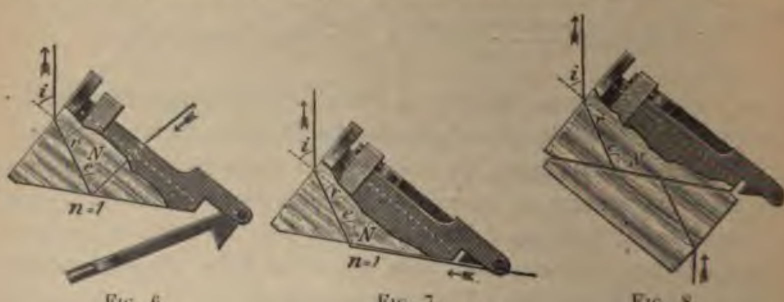


FIG. 6. FIG. 7. FIG. 8.

les propriétés du rayon limite : la réflexion totale (*fig.* 6), l'incidence rasante (*fig.* 7) et la méthode d'Abbe (*fig.* 8), et met bien en relief les différences d'aspect que la limite présente dans ces trois cas, soit en lumière blanche, soit en lumière homogène.

Pour simplifier l'appareil, on a supprimé le dispositif servant à achromatiser la limite. Les mesures précises doivent, par conséquent, être faites à la lumière monochromatique.

La lunette F (*fig.* 9) est autocollimatrice (le dispositif employé est

identique à celui que nous avons décrit à propos du réfractomètre à angle variable) ; on peut donc facilement mesurer l'angle du prisme d et l'angle d'émergence i du rayon limite, puis calculer l'indice n du liquide par les équations données plus haut, quand on connaît l'in-

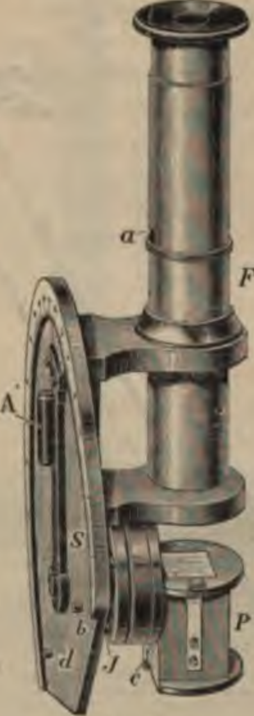


Fig. 9.

dice N du prisme. Pour obtenir celui-ci, on commence par opérer sur l'air, n étant alors égal à 1, les équations donnent N. La mesure sur l'air se prête fort bien à l'emploi des trois méthodes caractérisées par les *fig*. 6, 7 et 8. Un petit volet à charnières masque la face inemployée du prisme.

L'instrument se manie à la main. On saisit la lunette de la main droite entre les deux montants qui la fixent sur le cercle et on manœuvre l'alidade A de la main gauche. Cette alidade fait corps avec le système des prismes et porte un vernier d donnant deux minutes; le cercle lui-même est divisé en demi-degrés. Les trois vis I servent à régler la position du prisme.

Réfractomètre à immersion. — Nous avons remarqué, en décrivant le réfractomètre Abbe, que le prisme inférieur *b* de cet instrument n'intervenait pas dans les mesures. Dans le réfractomètre à immersion, ce prisme n'existe plus ; il ne reste que le prisme *a* du réfracto-

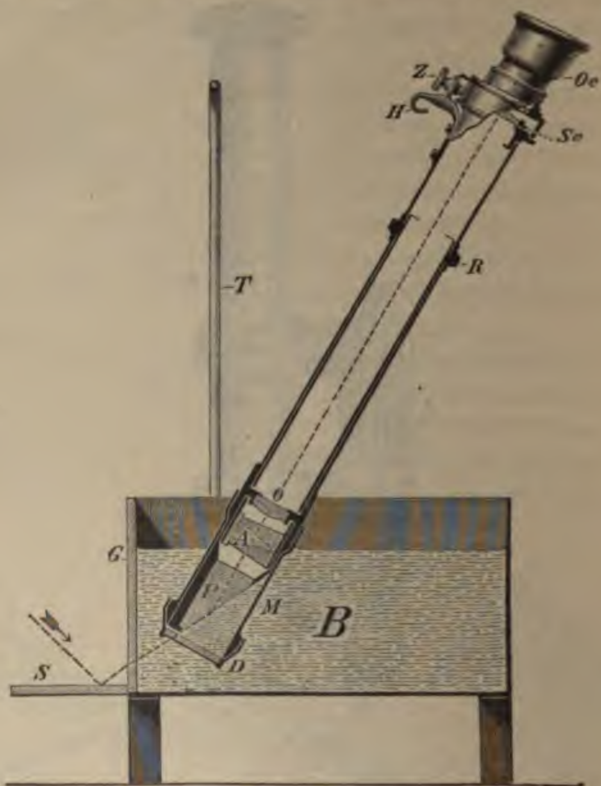


Fig. 10.

mètre Abbe, désigné ici (*fig.* 10) par la lettre P. Le prisme P est directement immergé dans le liquide à examiner, ce qui a l'avantage de supprimer complètement les réflexions toujours plus ou moins nuisibles qui se produisent sur la face hypoténuse du prisme *b*. La limite est alors plus nette et supporte un grossissement plus considérable.

L'éclairage se fait, à l'aide d'un miroir S, par une paroi latérale (*fig.* 10) ou par le fond (*fig.* 11) d'un vase rempli d'eau dans lequel plongent les verres ou le récipient particulier contenant le liquide à

examiner. La marche du rayon limite est marquée sur la *fig.* 10. Le prisme P fait corps avec la lunette, comme toujours pointée à l'infini. Selon la direction du rayon limite, la limite se forme à un endroit différent du plan focal. Un micromètre placé dans ce plan permet de



Fig. 11.

relever cette position, qui, pour un instrument donné, est fonction de l'indice du liquide. Une table donne les valeurs de l'indice correspondant aux lectures du micromètre. Pour faciliter l'estime des dixièmes, le micromètre est mobile. On peut le déplacer exactement d'une division à l'aide de la vis micrométrique Z, qui indique, sur son pourtour, les dixièmes à ajouter à la lecture des entiers, lorsqu'on a ramené avec la vis la limite sur le trait le plus voisin (vers les petits chiffres).

On aurait pu tracer sur le micromètre une division indiquant

directement les indices. On s'est épargné ce travail, parce que l'instrument s'emploie surtout pour le dosage des matières dissoutes dans l'eau, et que, pour ce genre de mesure, une division arbitraire rend les mêmes services qu'une division en indices, plus difficile à établir.

En se reportant à la figure, on voit que, dans cet instrument, il n'y a qu'un prisme à vision directe, A, au lieu de deux prismes, *c* et *d*, employés dans le réfractomètre Abbe. La section principale de ce prisme A est parallèle à l'axe optique. On peut faire tourner le prisme autour de cet axe à l'aide de la bague moletée R. Le prisme A est à vision directe pour la raie D du spectre solaire, et l'étalonnage du micromètre est fait pour cette même raie. Si la section principale du prisme A forme avec la section principale du prisme P un angle z, le premier prisme produira dans la section principale du second une dispersion égale à K cos z qui pourra servir à compenser les dispersions créées sur les deux faces du prisme A, et la limite deviendra achromatique. Outre la dispersion K cos z dans la section principale de P, il existe, il est vrai, une dispersion K sin z normale à ce plan; mais, lorsque la dispersion totale est petite, comme c'est le cas pour les liquides examinés avec le réfractomètre à immersion, cette dispersion parasite ne gêne pas les mesures.

Par suite de son grossissement considérable (10), le réfractomètre à immersion a une échelle restreinte allant de $n = 1{,}325$ à $n = 1{,}367$ seulement. En revanche, il donne une précision estimée à 4 unités du cinquième chiffre décimal. L'instrument est destiné aux dosages de matières (sels, sucres, alcools) dissoutes dans l'eau. La mesure est des plus commodes. On trempe le prisme dans le liquide, comme un thermomètre (*fig.* 11), on achromatise la limite en manœuvrant la bague R, on la ramène sur une division entière du micromètre, on lit les entiers sur le micromètre, les dixièmes sur le pourtour de la vis Z, et, en consultant une table dressée une fois pour toutes, on obtient la teneur en sel, sucre ou alcool.

Pour les liquides volatils, on emploie un vase spécial M (*fig.* 10), qui s'adapte très aisément sur le réfractomètre. Le grand vase B contient de l'eau destinée à maintenir la température constante.

Le réfractomètre à immersion exige une plus grande quantité de liquide que le réfractomètre Abbe. Lorsqu'on ne dispose pas d'une quantité suffisante de liquide, on pose un petit prisme sur le prisme P tenu convenablement, et l'on introduit le liquide entre ces deux prismes.

SUR LA THÉORIE DE L'ÉLASTICITÉ ;

Par M. Ch. CHREE.

Sous ce titre, M. Gerrit Bakker a publié dans ce *Journal* (1) un mémoire, auquel je renvoie le lecteur. Je désire faire observer que les équations fondamentales (3) et (4) de ce mémoire sont un cas particulier d'une formule publiée dans un mémoire que j'ai communiqué à la Société philosophique de Cambridge en 1892 et qui a paru dans le tome XV, p. 313, de ses *Transactions*. C'est la formule (23) de mon mémoire. Avec la notation de M. Bakker, λ, μ constantes élastiques, Δ dilatation, $d\tau$ élément de volume et dS élément de surface, elle est :

$$\delta v = \int \Delta d\tau = \frac{1}{3\lambda + 2\mu} \int (Xx + Yy + Zz)\, dT + \frac{1}{3\lambda + 2\mu} \int (Fx + Gy + Hz)\, dS.$$

X, Y, Z sont ici les composantes des forces appliquées au volume ; F, G, H, les composantes des forces agissant à la surface. M. Bakker limite son étude aux solides isotropes soumis à des forces superficielles. Outre que mon mémoire s'applique non seulement au cas de forces superficielles, mais aussi au cas de forces étendues à tout le volume, il comprend aussi le cas des solides non isotropes. De plus, j'ai ajouté à des exemples de l'application de la formule ci-dessus pour déterminer les changements de volume, des formules analogues pour déterminer le changement moyen des dimensions linéaires.

Un second mémoire, publié dans le *Philosophical Magazine* (avril 1899, p. 333), montre comment les formules générales peuvent être appliquées au problème des vibrations, et un troisième mémoire, lu, il y a quelques mois, devant la Société de Physique de Londres, fait des applications nombreuses à des problèmes métrologiques.

Je dois ajouter que l'intéressante application 5° de M. Bakker, « cas d'un conducteur électrisé », est, à mon avis, entièrement nouvelle.

---

(1) Voir ce volume, p. 558.

IL NUOVO CIMENTO;

4e série, t. XII; et 5e série, t. I.

A. MASINI. — **Intorno alla supposta influenza delle onde electromagnetische sulla resistenza del selenio** (A propos de la prétendue influence des ondes électromagnétiques sur la résistance du sélénium). — T. 1, p. 358; mai 1901.

L'auteur confirme les résultats d'Agostini et conclut de ses expériences que les ondes électromagnétiques n'ont pas d'influence sensible sur la résistance électrique du sélénium. Masini s'était assuré de la bonne cristallisation du sélénium en vérifiant sa sensibilité à la lumière.

G. GOISOT.

A. POCHETTINO. — **Risultato di alcune misure di dispersione elettrica** (Résultats de quelques mesures de dispersion électrique). — T. I. p. 453; juin 1901.

L'auteur déduit de mesures effectuées à la station météorologique de Conegliano des observations conformes à celles de Elster[1].

Dans des conditions semblables, le coefficient de dispersion est le même pour les charges positive et négative. La nature du sol, la température, l'humidité absolue, la chute du potentiel sont sans influence sur ce coefficient.

Mais plus les valeurs de l'humidité relative sont élevées et plus celles du coefficient de dispersion sont faibles. Pendant les pluies, le coefficient pour les charges négatives reste normal, tandis que, pour les charges positives, il augmente.

G. G.

A. AMERIO. — **Se il mercurio e le amalgame liquide di bismuto presentino il fenomeno di Hall** (Si le mercure et les amalgames de bismuth présentent le phénomène de Hall). — T. I, p. 342.

Reprenant des expériences antérieures[2], M. Amerio observe que les déviations sont inverties en même temps que le champ, tandis

---

(1) ELSTER, *Physikalische Zeitschrift*, 24 novembre 1900.

(2) AMADUSI et LEONE, *Rendiconti dei Lincei*, 1900; — ROITI, *id.*, 1881-1882; — RIGHI, *Il Nuovo Cimento*, 1883.

que l'inversion du courant principal produit seulement un changement de valeur et non un changement de signe de la déviation.

L'amalgame filtré à travers une peau de chamois pour supprimer les parcelles de bismuth en suspension n'éprouve pas de variation de résistance avec le champ.

L'auteur observe que l'on ne peut, pour l'explication du phénomène, avoir recours ni au phénomène de Hall, ni au phénomène thermomagnétique de Nernst (1), ni à l'action du champ sur la résistance, ni au pouvoir thermoélectrique du couple formé par les électrodes et l'amalgame. Il l'attribue au déplacement dans la lame du conducteur réunissant les électrodes principales, déplacement régi par la règle d'Ampère, sous l'action du champ et du courant. Ce mouvement serait analogue à celui qui se produit dans le galvanomètre Lippmann, mais compliqué par des différences de température qui donnent naissance à des régions plus conductrices que d'autres.

L'action du champ sur la lame liquide de mercure ou d'amalgame de bismuth est pondéromotrice; elle ne peut être expliquée par le phénomène de Hall.

G. G.

E. VILLARI. — De l'action de l'électricité sur le pouvoir de décharge de l'air röntgénisé. — T. XII, p. 17; juillet 1900.

De ses expériences, l'auteur conclut que la conductibilité de l'air röntgénisé doit être considérée comme une conductibilité électrique spéciale et spécifique. Amerio (2) a d'ailleurs montré que sa conductibilité thermique est supérieure à celle de l'air.

Une telle conductibilité pourrait être due à un phénomène de convection, espèce de danse électrique des particules de l'air, accentué par l'ionisation due aux rayons X.

G. G.

G. DI CIOMMO. — Sur la polarisation électrolytique de certaines électrodes. — T. XII, p. 258; décembre 1900.

L'étude de G. di Ciommo est relative aux électrodes plongées dans une solution d'un sel de même métal. Il y a, comme on sait,

---

(1) NERNST, *Wied. Ann.*, XXIX, 1886; et XXXI, 1887.
(2) AMERIO, *Il Nuovo Cimento*, novembre 1899.

dans ce cas, une polarisation excessivement faible. Les recherches ont été effectuées avec l'argent et une solution de nitrate d'argent. La méthode expérimentale consiste à faire passer, pendant un temps déterminé et constant, à travers un voltamètre, une quantité bien définie d'électricité, et à mesurer immédiatement après la force électromotrice de polarisation.

L'auteur a observé que les lois sont les mêmes que pour les électrodes inattaquables.

G. G.

R. MANZETTI et A. PELLA. — Sur la perméabilité magnétique du platine à la température de l'air liquide. — *L'Elettricista*, t. IX, p. 241 ; novembre 1900.

Le fait que la perméabilité magnétique du fer et des éléments à poids atomique voisin devient très petite à température élevée a conduit les auteurs à chercher si, à température très basse, les autres métaux n'acquerraient pas une perméabilité comparable à celle du fer à la température ordinaire.

Les expériences exécutées sur le platine ont montré que sa perméabilité à la température de l'air liquide est au moins inférieure à 1,1.

G. G.

A BATTELLI. — Sulla legge di Boyle a pressioni molto basse (Sur la loi de Mariotte aux très basses pressions). — Janvier-février 1901 ; p. 5-40 et 81-111.

M. Battelli a entrepris une longue et minutieuse série d'expériences sur la compressibilité de l'air, de l'oxygène, de l'hydrogène et de l'anhydride carbonique aux très basses pressions.

Son appareil se compose essentiellement de deux vases cylindriques en fer, égaux et disposés côte à côte : ces deux vases sont reliés entre eux par un tube de communication, et peuvent être mis en relation avec un micromanomètre, et avec une pompe qui permet d'y envoyer du gaz et de le raréfier. L'un des deux vases cylindriques présente, à sa base inférieure, un orifice où aboutit un tube qui est relié à une pompe de compression à mercure ; on peut, par là, y injecter du mercure et remplir complètement l'un des deux vases : tout le gaz que contenaient les deux vases est ainsi refoulé

dans un seul ; le volume est sensiblement réduit de moitié ; et l'on note la pression nouvelle au micromanomètre.

Les précautions les plus soigneuses sont prises pour éviter les causes d'erreur : on retient par une série de tubes desséchants et absorbants les impuretés du gaz, et par des bourres de coton les moindres poussières qu'il pourrait entraîner, et qui pourraient, dans les idées de Sutherland et de divers physiciens anglais, favoriser l'*ionisation* du gaz aux très basses pressions.

On a opéré successivement avec des cylindres de fer et avec des cylindres de verre, pour éliminer l'influence absorbante de la paroi. On a mis cette influence en évidence dans le cas de l'anhydrique carbonique seulement ; elle a pour effet de faire paraître le gaz plus compressible que ne le comporterait la loi de Mariotte.

L'hydrogène suit exactement la loi pour des pressions inférieures à 1 atmosphère jusqu'à environ $\frac{2}{100}$ de millimètres de mercure. L'air s'écarte légèrement de la loi entre 2 millimètres et 5 millimètres. L'oxygène subit, dans son attitude, une discontinuité au voisinage de 7 dixièmes de millimètre de mercure. M. Battelli paraît bien avoir mis hors de doute cette discontinuité curieuse, signalée déjà par Bohr. Elle consiste en ceci, que, quand on a atteint cette pression particulière, à une augmentation de volume ne correspond aucune diminution de la pression jusqu'à ce que le volume ait atteint une certaine valeur ; et inversement si l'on passe d'une pression inférieure à $0^{mm},7$ à $0^{mm},8$ par exemple ; en réduisant le volume, cette pression ne se maintient pas, mais en un temps qui peut varier de trois à cinq heures, elle descend à une valeur qui peut être de 10 0/0 inférieure à la valeur initiale. Il semble bien qu'il y ait là une modification moléculaire, un changement du nombre des molécules gazeuses.

B. B.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

6e série, t. II; août-septembre 1901.

E. RUTHERFORD. — Dependance of the Current through Conducting Gases on the Direction of the Electric Field (Relation entre le courant à travers les gaz conducteurs, et la direction du champ électrique). — P. 210-228.

L'intensité du courant qui prend naissance entre deux électrodes plongées dans un gaz ionisé n'est indépendante de la direction du champ que si : 1° l'ionisation est parfaitement symétrique ; 2° le champ est assez intense pour que les ions puissent atteindre les électrodes avant toute recombinaison ; 3° le mouvement des ions n'altère pas le gradient électrique (variation de potentiel par unité de longueur normalement aux électrodes) ; 4° les ions + et les ions — ont des vitesses égales. Les conditions essentielles pour que les courants soient inégaux sont : 1° une ionisation dissymétrique ; 2° l'altération du gradient par le mouvement des ions ; 3° l'inégalité de vitesse des ions + et des ions —.

La différence est très marquée dans l'air sec, avec une forte ionisation localisée à la surface d'une électrode. L'appareil employé comprend un disque métallique horizontal isolé P, maintenu à un potentiel déterminé par une batterie d'accumulateurs, et une deuxième électrode P' reliée à l'électromètre et entourée d'un anneau de garde mis au sol, ainsi qu'une caisse métallique entourant tout l'appareil. L'ionisation était produite, dans une série d'expériences, par une mince couche de chlorure de radium répandue sur la plaque P, et, dans une autre, par une mince nappe de rayons X, limitée par des écrans disposés de manière à éviter autant que possible la production des rayons secondaires, et passant très près de P. On déduisait le courant de la déviation prise par l'aiguille au bout d'un temps déterminé : pour mesurer le gradient électrique, on mettait en dérivation, sur la batterie isolée et attachée aux électrodes, un rhéostat à glissement dont le contact allait au sol. On déplaçait entre les électrodes un anneau de fil horizontal relié à l'électromètre, et, pour chacune de ses positions, on réglait le rhéostat de manière à annuler le potentiel de l'air au voisinage du fil ; un commutateur permettait de changer à volonté la direction du champ entre les électrodes.

Le courant augmente avec la différence de potentiel entre les élec-

trodes; avec le radium, il croît plus vite que le voltage; avec les rayons X, un peu moins vite que le carré du voltage; dans les deux cas, il est plus intense pour P — que pour P +; le rapport croît avec le voltage jusqu'à un maximum, et diminue ensuite.

Le gradient électrique a été mesuré dans les expériences faites avec le radium : d'abord très faible au voisinage de P, il croît lentement, et reste plus grand pour P′ + que pour P′ — (P étant supposé au sol); à partir d'une certaine distance de P, il devient à peu près régulier et sensiblement indépendant du sens du champ.

Or on montre par le calcul que : si le gradient est indépendant de la direction du champ, les courants de sens inverse sont entre eux comme la vitesse des ions + et —; si le gradient est très faible au voisinage de l'électrode +, par exemple (forte ionisation superficielle), il y a, entre la vitesse K des ions + pour un gradient égal à l'unité, le courant i, la distance d des électrodes et le voltage V, la relation (1):

$$\frac{i}{K} = \frac{9}{32} \cdot \frac{V^2}{\pi d^3},$$

qui fournit l'explication complète des expériences (on a une relation analogue pour les ions —).

L'inégalité des deux courants montre que la vitesse des ions — est supérieure à celle des ions +, résultat signalé pour la première fois par Zeleny, et qui rend compte de l'existence d'un maximum pour le rapport des intensités.

L'ionisation par le radium décroît assez rapidement à partir de P, mais ne reste pas confinée dans une mince couche; la variation du courant avec le voltage est intermédiaire entre celles qui correspondent à une ionisation régulière et à une forte ionisation superficielle.

Les rayons X donnent une forte ionisation superficielle; mais, dans les expériences, elle n'était sans doute pas assez intense pour rendre le gradient négligeable au voisinage de P.

Il semble que la formule (1) fournisse une méthode de mesure de la vitesse des ions produits par les rayons X. Malheureusement, ces rayons étant toujours accompagnés de rayons secondaires, malgré toutes les précautions, à l'ionisation superficielle intense s'ajoute une ionisation de volume qui donne des vitesses trop fortes.

Le rapport des vitesses des ions — et des ions + diminue quand

on introduit de la vapeur d'eau dans l'air (Zeleny, *Trans. Roy. Soc.*, 1900; Townsend, *ibid.*). L'auteur a trouvé que le rapport des intensités des courants diminue dans les mêmes conditions; les vapeurs d'alcool, d'éther, d'iodure de méthyle, produisent le même effet; la variation semble porter uniquement sur la vitesse de l'ion —; l'auteur interprète ce résultat de la manière suivante : la faible vitesse des ions conduit à admettre qu'ils entraînent avec eux des groupes de molécules; quant à l'effet *graduel* de la vapeur, on ne peut guère l'expliquer qu'en admettant que la condensation se produit sur des ions déjà assez gros, à moins qu'on ne suppose qu'un petit nombre d'ions sont seuls affectés par la présence de la vapeur. Si une molécule de vapeur s'ajoutait à un ion de même dimension, la vitesse serait fortement diminuée. D'ailleurs, il est fort probable que l'ion éprouve d'énormes variations de grandeur entre la pression atmosphérique et les pressions de l'ordre du millimètre de mercure; la vitesse de l'agent qui transporte l'électricité négative sous l'action des rayons ultra-violets est à peu près la même que celle que l'ion produit par les rayons X; mais, d'après J.-J. Thomson, Lenard et d'autres, il se comporte aux basses pressions comme s'il était identique à la matière des rayons cathodiques, qui est vraisemblablement beaucoup plus petite qu'un atome.

L'auteur signale enfin que la proportionnalité des vitesses des ions + et — aux courants et la proportionnalité de chaque courant au carré du voltage ont été trouvées également par Child dans un travail sur l'ionisation par les flammes (*Physical Review*, mars 1901); la prétendue conductibilité unipolaire des flammes pourrait donc, dans bien des cas, être expliquée par l'inégalité de vitesse des ions + et —, en particulier lorsque les électrodes sont inégales et chauffées au blanc; pour les températures relativement basses, le fait que les électricités + et — ne se déchargent pas de la même manière vient compliquer la question.

P. Lugol.

A. FLEMING et A.-W. ASHTON. — On a Model which imitates the Belhaviour of Dielectrics (Modèle imitant les propriétés des diélectriques). — P. 228-233.

Six ressorts à boudin de 6 centimètres de long environ, superposés et séparés par des plaques de laiton, sont placés dans un tube vertical rempli d'un mélange de vaseline et d'huile à machine; la plaque

inférieure est presque exactement ajustée dans le tube ; la seconde l'est un peu moins bien ; la troisième est percée d'un trou de 2 millimètres de diamètre environ ; les autres sont de plus en plus évidées, et la dernière conserve juste assez de métal pour que le ressort, après compression, revienne au repos sans osciller ; les ressorts sont surmontés d'un tube de laiton T vertical portant une barre transversale formée de deux plaques de fer doux, séparées par une lame de laiton ; la plaque supérieure forme l'armature d'un électro-aimant fixe M, dont la culasse creuse guide une tige plongeant dans le tube T ; la plaque inférieure forme armature pour deux électro-aimants M_1 et M_2, placés symétriquement, et munis de poids ; au tube T est fixé un style inscripteur.

La rupture du circuit de M détermine une compression très brusque ; la rupture des circuits de M_1 et M_2, ou d'un seul, une décompression plus ou moins brusque ; on peut fixer la barre dans une position quelconque, pour arrêter la décompression, produisant ainsi des phénomènes analogues à la charge et à la décharge d'un condensateur. Les courbes tracées par le style et celles qu'on en déduit pour les vitesses de décompression, et qui sont données dans le mémoire, reproduisent très exactement celles qui représentent les phénomènes électriques analogues. En chauffant ou en refroidissant l'huile, on fait varier sa viscosité, et on peut illustrer les effets connus de la température sur les diélectriques.

P. Lugol.

A.-W. ASHTON. — Note on the Electrification of Dielectrics by Mechanical Means (Electrisation des diélectriques par des actions mécaniques). — P. 233-235.

Un condensateur formé de deux plaques métalliques horizontales et d'une feuille de caoutchouc laminé se charge quand on laisse tomber un poids sur la plaque supérieure ; il se charge encore quand on tend la lame en la tirant par deux bords opposés ; si on le décharge alors et si on laisse revenir la lame, il se charge en sens inverse. On a absorbé des différences de potentiel de plusieurs volts, avec une lame de $0^{mm},5$ d'épaisseur, étirée de manière à augmenter sa longueur de 30 0/0 environ. On peut donc, par pression ou extension, polariser un diélectrique tel que le caoutchouc.

P. Lugol.

WILLIAM SUTHERLAND — The Cause of the Structure of Spectra (La cause de la structure des spectres). — P. 245-275.

L'auteur rappelle le fondement théorique des lois de Balmer et de Rydberg.

Il étudie d'abord les vibrations mécaniques des atomes, considérés comme des solides déformables, mais incompressibles, de rigidité finie, de sorte que leur surface est le siège d'ondes stationnaires correspondantes à un mode de vibration fondamental et aux harmoniques normaux. Ensuite, il étudie les *électrons*, qui, à la façon de satellites, sont animés d'un mouvement de circulation autour des atomes, et dont les vibrations sont l'origine de l'onde électromagnétique qui constitue la lumière.

Un électron tourne autour d'un atome, supposé rond, suivant une trajectoire à peu près circulaire, dont le centre coïncide sensiblement avec celui de l'atome, et il vient ainsi périodiquement choquer l'atome lui-même. Si la fréquence de ces chocs est telle que l'électron rencontre toujours l'atome au milieu d'une onde stationnaire ou à un internœud, il reçoit alors un maximum d'énergie cinétique, et, si cette fréquence est un multiple de celle de l'onde stationnaire, il y a alors résonance, et l'électron prend le maximum d'énergie. Un électron peut faire 1, 2, 3, ...m révolutions entre deux rencontres, ou bien encore $1 + \mu$, $2 + \mu$,... $m + \mu$, où μ est en général une fraction simple (ayant 1 pour numérateur). Les orbites, pour un électron positif, sont différents de ceux d'un électron négatif et il en résulte un mouvement relatif, qui est la cause directe des vibrations lumineuses. Ce mouvement peut être représenté en donnant aux électrons positif et négatif des vitesses angulaires différentes sur une circonférence de cercle. On arrive par là aux formules de Balmer et de Rydberg, et cette dernière conduit à la conclusion que la vitesse angulaire fondamentale de tous les électrons associés à tous les atomes est une constante représentant une fréquence de $33 \cdot 10^{14}$ par seconde.

Les rigidités des métaux au zéro absolu permettent de calculer les périodes mécaniques de vibration des atomes, et mettent en évidence des relations harmoniques simples ; probablement ces périodes sont un harmonique commun dont la fréquence est du même ordre que celle de la lumière ordinaire. Il est probable que l'harmonique commun des

atomes et le mode fondamental de mouvement des électrons sont identiques ou sont un harmonique simple l'un de l'autre.

Les spectres des différents éléments apparaissent ainsi comme dus à une seule et même forme d'appareil électrique (electrical appliance) : un couple d'électrons, qui emprunte son énergie aux atomes à des internœuds variés. Un spectre est ainsi une simple modification cinématique d'un autre.

N.-A. KENT. — Notes on the Zeeman effect (Notes sur le phénomène de Zeeman). P. 275-279.

M. Reese a montré que la séparation des composantes externes d'un triplet ou du quadruplet réguliers de Zeeman, vus perpendiculairement aux lignes de force, ne varie pas proportionnellement à l'intensité du champ magnétique où la source est placée. La source a été établie pour les spectres du zinc et du cadmium.

L'auteur a repris ses essais avec un électro-aimant donnant jusqu'à 33.000 unités pour un intervalle de 3 millimètres. Il trouve que : 1° la séparation des composantes extérieures des raies du zinc n'est pas proportionnelle au champ entre 26.000 et 33.000 C. G. S.;

2° Il en est de même pour les raies du fer; les raies qui, dans le spectre ordinaire du fer, ont un caractère « nébuleux », présentent les dernières la séparation due à l'effet Zeeman, quand on augmente l'intensité du champ;

3° Il s'ensuit que Becquerel et Deslandres [1], qui ont employé un champ de 35.000 unités, ne sont pas fondés à essayer de découvrir dans les raies du spectre du fer une loi qui régisse leur séparation. Aucune loi analogue à celle qu'ils proposent n'apparaît, d'après les mesures faites par l'auteur sur 80 raies;

4° Pour le nickel et le cobalt, aucune loi n'est apparue nettement;

5° La loi de Preston que $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}$ est constant pour des raies homologues des séries spectroscopiques de Kayser et de Runge s'est trouvée étendue. Preston a déduit cette loi de mesures faites sur les raies de la deuxième série secondaire du cadmium et du magnésium.

---

(1) *Comptes Rendus*, t. CXXIX, p. 18-24; 1898.

G.-C. SIMPSON. — On the Electrical Resistance of Bismuth to Alternating Currents in a Strong Magnetic Field (Résistance électrique du bismuth aux courants alternatifs dans un champ magnétique intense). — P. 300.

Lenard a découvert que le bismuth dans un champ magnétique a une résistance qui paraît différente aux courants continus et aux courants alternatifs ; mais, sur ce point, les résultats des divers expérimentateurs ne concordent pas suffisamment.

L'auteur emploie une spirale de bismuth d'Hartmann et Braun, de 17,88 ohms à 21°, placée perpendiculairement à un champ de 17.000 unités, dans lequel la résistance du bismuth double. Le courant alternatif était produit par une petite dynamo donnant un courant à peu près sinusoïdal.

Un petit changement de résistance dans le bismuth peut être considéré comme résultant d'une force électromotrice introduite dans le fil de bismuth, et les changements de résistance comme dus aux variations de cette « force électromotrice du bismuth ». Si cette force électromotrice est de phase opposée à celle qui produit le courant, et qu'elle ait la même forme d'onde, cela prouvera qu'il y a un simple changement de résistance du bismuth. Si, au contraire, elle a une loi propre de variation avec le temps, ou si elle est décalée en avant de 90° ou en arrière de 90° par rapport au courant, il faudra conclure qu'il y a dans le bismuth quelque chose de comparable à une capacité, ou de comparable à une selfinduction.

On emploie un pont de Wheatstone qu'on règle d'abord par les courants continus : un dispositif expérimental approprié permet de prendre, dans le cas d'un courant alternatif, la différence de potentiel aux bornes du bismuth à diverses phases du mouvement et à tracer la courbe donnant la loi de cette force électromotrice. L'expérience prouve que la forme de la courbe est sensiblement la forme de la courbe du courant, mais avec un retard de phase d'environ 120°. Cet angle de décalage varie avec la fréquence : il est de 100°,13' pour une fréquence de 3, de 48°,20' pour une fréquence de 20 de 126° pour une fréquence de 60 ; il paraît tendre vers une limite voisine pour des fréquences croissantes.

Cette constatation permet à l'auteur de rendre compte de divers résultats paradoxaux de M. Sadovsky [1].

B. B.

[1] *Journal de la Société Physico-Chimique Russe*, t. XXVI, n° 2 ; 1894.

LES COMPTEURS D'ÉNERGIE

(Communication faite à la Société Française de Physique);

Par M. P. JANET.

COMPTEURS D'ÉNERGIE.

L'énergie dépensée dans un circuit est le produit de la puissance par le temps; plus exactement, c'est l'intégrale du produit de la puissance par l'élément de temps. L'instrument qui sert à mesurer la puissance est le wattmètre : tout compteur d'énergie sera un wattmètre intégrateur; mais, de même que, au point de vue mathématique, une intégration peut s'effectuer de plusieurs manières, de même, au point de vue physique, il peut exister un grand nombre de procédés pour arriver au même résultat, et la sagacité des inventeurs s'est appliquée à mettre en pratique ces divers procédés. Les meilleures solutions seront celles qui non seulement donneront des indications exactes (dans la pratique courante, on doit considérer comme bons des compteurs qui donnent une approximation de 2 à 3 0/0), mais encore celles qui amèneront à des instruments simples, rustiques, peu susceptibles de dérangement, n'exigeant pas d'entretien et peu coûteux.

Avant de décrire en détail les compteurs que nous avons eu occasion d'examiner et, pour quelques-uns, d'expérimenter, nous essayerons d'indiquer d'une manière générale les procédés divers d'intégration que nous avons pu distinguer.

Dans un wattmètre ordinaire, le couple qui s'exerce entre les deux systèmes de bobines est équilibré par un couple de torsion proportionnel à l'angle de torsion; mais, si l'on cesse de s'opposer à ce couple, la bobine mobile ou l'organe analogue prendra un mouvement de rotation que, moyennant certains artifices (collecteur, etc.), on pourra rendre continu. Si alors on oppose à ce couple moteur un couple résistant proportionnel à la vitesse, l'organe mobile prendra une vitesse proportionnelle au couple moteur, c'est-à-dire, en somme, à la puissance à mesurer. Le chemin parcouru par l'organe mobile (ou l'intégrale de la vitesse par rapport au temps) est alors proportionnel à l'énergie, et ce chemin parcouru peut se traduire par le mouvement d'une ou de plusieurs aiguilles sur des cadrans divisés;

le couple proportionnel à la vitesse s'obtient aisément grâce à l'emploi des courants de Foucault induits dans un disque tournant par un champ magnétique constant. C'est là le principe des *compteurs moteurs* ou *compteurs à intégration continue*, dont nous trouverons de nombreux représentants. Les uns s'appliquent (ou peuvent en principe s'appliquer) indifféremment au courant continu ou alternatif; ce sont ceux qui reposent sur le principe du wattmètre à deux bobines (Thomson, Vulcain, Lux, Peloux). Les autres s'appliquent uniquement au courant alternatif; ce sont ceux qui s'appuient sur l'entraînement d'une masse métallique par un champ tournant ou, plus exactement, sur la réaction de deux champs présentant une différence de phase, sur les courants de Foucault induits par ces champs dans une masse métallique [Blathy, Hummel (A. E. G.), Siemens, Hélios, Batault].

Dans les appareils qui précèdent, la force motrice qui met en marche le compteur est précisément proportionnelle à la puissance à mesurer et, comme on l'a vu, pour que l'instrument soit exact, il faut que le couple résistant soit proportionnel à la vitesse. Les couples supplémentaires dus au frottement mécanique, toujours fort petits d'ailleurs, mais qui prennent de l'importance aux faibles charges, entraînent quelques erreurs que l'on peut corriger approximativement par des artifices appropriés (compoundage, etc.).

Mais, pour les éliminer complètement, on a cherché à réaliser des appareils dans lesquels la force motrice (toujours empruntée au courant lui-même pour plus de simplicité) est quelconque et largement suffisante pour assurer le mouvement des organes mobiles et dans lesquels le rôle du système de mesure se borne (comme pour le pendule dans les horloges) à en régler la vitesse. A ces principes, nous rattacherons les compteurs Aron et les compteurs oscillants de l'*Allgemeine El. Gesellschaft*.

Ces appareils font avancer le système mobile de quantités constantes à des intervalles de temps variables. On peut, au contraire, faire avancer le système mobile de quantités variables à des intervalles de temps égaux. C'est le principe des compteurs dits *à intégration discontinue* (Brillié, Brown et Routin, Holden).

Nous diviserons donc notre étude en trois parties :

1° *Compteurs-moteurs ;*

2° *Compteurs oscillants ;*

3° *Compteurs à intégration discontinue.*

COMPTEURS-MOTEURS.

a. Compteurs fondés sur le principe du wattmètre à deux bobines. Compteur Thomson. — Le plus connu de ces appareils est le compteur Thomson, dont tous les autres dérivent. Il n'est que juste, d'ailleurs, de rappeler qu'un compteur analogue, dans ses lignes générales, a été décrit dès 1889 dans le rapport de M. Potier, sous le nom de *compteur Desroziers*. Sur un arbre vertical monté sur pivot se trouvent calés un moteur qui fournit un certain travail et un amortisseur qui absorbe ce travail. Le moteur est caractérisé par l'absence totale de fer, aussi bien dans l'inducteur que dans l'induit ; on élimine ainsi toutes les variations provenant des irrégularités du magnétisme dans le fer. L'inducteur, formé de deux bobines fixes, est traversé par le courant total à mesurer. Dans le champ grossièrement uniforme de ces bobines est placé l'induit en tambour monté sur l'arbre vertical ; le collecteur, monté sur le même arbre, est formé de douze lamelles d'argent, et les balais sont également en argent. Cet induit, à fil fin et à grande résistance, est monté en dérivation avec une résistance additionnelle sur le réseau où l'on veut mesurer la puissance, et le courant qui le traverse est proportionnel à la tension du réseau. On en conclut immédiatement que le couple moteur est proportionnel à la puissance à mesurer. Le couple résistant, proportionnel à la vitesse, est obtenu au moyen d'un disque de cuivre mobile entre les pôles d'un aimant. La vitesse est alors proportionnelle à la puissance à mesurer, et, pour totaliser l'énergie, ou, ce qui revient au même, l'espace parcouru, il suffit de mettre une vis sans fin sur l'arbre de l'appareil et de lui adapter un compteur de tours.

Dans ce genre de compteurs, la principale cause d'erreur, surtout à faible charge, est due aux frottements ; on a cherché à réduire au minimum cette cause d'erreur par une bonne construction mécanique ; le bout inférieur de l'arbre repose dans une crapaudine munie d'une coupe en saphir poli ; de plus, on s'arrange de manière que la vitesse soit toujours très faible, même à pleine charge ; malgré cela, le frottement au départ fausserait les indications aux faibles charges, pour une seule lampe allumée, par exemple ; on le compense approximativement, en faisant, comme pour les dynamos, de l'excitation composée, c'est-à-dire en munissant les inducteurs d'un enroulement supplémentaire à fil fin en dérivation, comme l'induit, sur le réseau.

Il en résulte évidemment un couple supplémentaire proportionnel au carré de la tension, et qu'on peut rendre égal au couple de frottement initial. Mais il est clair que le couple de frottement dépendant de la vitesse et le couple supplémentaire n'en dépendant pas, la compensation n'aura pas lieu pour une vitesse quelconque ; cela, d'ailleurs, n'a pas grande importance, la correction n'étant vraiment nécessaire que pour les faibles charges. L'introduction du compoundage dans les compteurs, parfaitement légitime en théorie, entr'ouvre cependant la porte à l'erreur que craignent le plus, et avec raison, les consommateurs, la marche du compteur à vide. En effet, si l'enroulement supplémentaire est calculé de manière à équilibrer exactement le frottement au départ, lorsque le compteur est dans un repos complet, il surpassera facilement ce couple initial lorsque le compteur est soumis à des vibrations ou des trépidations, comme peut en provoquer le passage des voitures dans les rues fréquentées ; pour éviter toute difficulté de ce chef, on a soin, d'abord, de se tenir au-dessous d'une compensation complète et, ensuite, de protéger le plus possible le compteur contre les vibrations extérieures par une suspension élastique appropriée.

L'influence de la température sur les compteurs est double : elle augmente la résistance de la bobine en dérivation et, par suite, diminue le couple moteur ; elle augmente la résistance du disque amortisseur, et, par suite, diminue le couple résistant. Si ces deux systèmes sont formés d'un même métal, de cuivre par exemple, on peut espérer qu'il y ait compensation entre les deux actions. Cette compensation était admise dans les anciens modèles de compteurs Thomson : elle n'est pas cependant tout à fait exacte, parce que, la bobine de fil fin étant, par le fait même du passage du courant, à une température plus élevée que la température ambiante, un même accroissement de température ne provoque pas la même variation relative de résistance de la bobine et de l'amortisseur. Dans les nouveaux modèles, le disque est en aluminium, ce qui présente de l'intérêt au point de vue de la légèreté, et la compensation relative à la température est obtenue par l'emploi d'alliages acier-nickel de M. Guillaume, qui peuvent avoir, suivant leur composition, des coefficients de température quelconques.

Les nouveaux modèles de compteurs Thomson présentent un certain nombre de perfectionnements de détail qui ont chacun leur importance :

1° Les balais ont été rendus mobiles autour de l'axe passant par leur centre de gravité (ou plutôt leur centre d'inertie), de façon à les rendre moins sensibles aux vibrations ; le contact se fait par les bords de petits étriers très mobiles, de façon à avoir deux points de contact certains par balai ;

2° Les balais et le pivot inférieur de l'appareil, qui sont les seuls points d'entretien, peuvent être visités sans ouverture de l'appareil;

3° La fermeture de la boîte est hermétique ;

4° Le branchement, comme l'entretien, peut être fait sans ouverture de l'appareil ; ceci a de l'importance au point de vue du poinçonnage possible par les municipalités.

Un des points qui préoccupent le plus les stations centrales est celui de la consommation à vide du compteur. Bien qu'il semble logique d'évaluer, pour cette consommation, l'énergie au prix de revient et non au prix de vente, la dépense correspondante pour un secteur à clientèle très divisée peut devenir importante. Pour les compteurs Thomson, la consommation à vide, qui était autrefois de 12 à 14 watts, est tombée à 2 ou 3 watts, sans sacrifice sur le couple utile. Voici les résultats que nous avons relevés sur un compteur du type 10 ampères 100 à 110 volts :

Résistance du fil de dérivation.........	3.605 ohms
Consommation sous 100 volts..........	2,77 watts
Consommation sous 110 volts..........	3,35 watts

Démarrage à 0,07 ampère sous 104 volts.

Le démarrage a donc lieu à moins de 1 0/0 de la charge maxima, ce qui est largement suffisant dans la pratique.

Emploi du compteur Thomson en courant alternatif. — Le compteur Thomson, étant un véritable wattmètre, peut s'employer tel quel pour les courants alternatifs et comporte la même cause d'erreur que le wattmètre ordinaire, à savoir : le retard du courant dans la bobine à fil fin, dû à la self-induction de cette bobine. Soient : ε, le retard du courant sur la tension dans la bobine à fil fin ; φ, le retard du courant sur la tension dans l'appareil d'utilisation. On sait que le facteur de correction du wattmètre ou du compteur est alors :

$$\frac{1 + \text{tang}^2 \varepsilon}{1 + \text{tang}\,\varphi\ \text{tang}\,\varepsilon},$$

de sorte que, si l'on a, en courant continu,

$$P = kn,$$

P étant la puissance à mesurer, n le nombre de tours par seconde du compteur, et k une constante, on a, en courant alternatif,

$$P = k \frac{1 + \operatorname{tang}^2 \varepsilon}{1 + \operatorname{tang} \varphi \operatorname{tang} \varepsilon} n.$$

L'erreur que l'on fait en omettant ce facteur de correction peut devenir notable, même pour de très petites valeurs de ε, pour les grandes valeurs du décalage φ (1).

Cette erreur tient à deux causes distinctes : 1° la self-induction de la bobine à fil fin réduit le courant dans cette bobine (pour une même tension aux bornes) dans le rapport de $\cos \varepsilon$ à 1 ; 2° le retard du courant sur la tension dans cette même bobine réduit à $\varphi - \varepsilon$ le décalage entre le courant dans la bobine à gros fil et le courant dans la bobine à fil fin ; le couple en est augmenté dans le rapport de $\cos(\varphi - \varepsilon)$ à $\cos \varphi$.

C'est cette dernière cause d'erreur que M. Frager a cherché à supprimer récemment, dans les compteurs Thomson, par l'artifice très ingénieux que voici : Au lieu de chercher à supprimer le décalage ε, on cherche à retarder aussi de ε le champ principal ; l'angle du courant dans la bobine à fil fin (courant de tension) et du champ inducteur se trouve ainsi ramené à $\varphi - \varepsilon + \varepsilon = \varphi$, et la deuxième cause d'erreur disparaît.

Pour obtenir ce résultat, on place à l'intérieur de la bobine principale une seule spire d'un fil peu résistant fermé sur lui-même. Des courants sont induits dans cette spire, et le champ résultant est, à un facteur constant près, la somme géométrique des ampères-tours principaux et des ampères-tours de la spire additionnelle.

D'après les lois fondamentales de l'induction, il est évident : 1° que les ampères-tours de la spire additionnelle sont perpendiculaires aux ampères-tours résultants ; 2° que ces mêmes ampères-tours de la spire additionnelle sont en retard d'un angle ε' sur la force électromotrice induite dans cette spire par la bobine principale, c'est-à-dire d'un angle $\frac{\pi}{2} + \varepsilon'$ sur les ampères-tours principaux, ε' étant donné par la formule $\operatorname{tang} \varepsilon' = \frac{L'\omega}{R'}$ et $\frac{L'}{R'}$ étant la constante de temps de la

(1) Si, par exemple, on a, comme dans les compteurs Thomson, $\operatorname{tang} \varepsilon = 0.05$, on trouve que l'on commet une erreur de 10 0/0 pour un décalage de $\cos \varphi = 0.4$ dans l'appareil d'utilisation.

spire additionnelle (*fig.* 1). De là s'ensuit que les ampères-tours résultants sont en retard de ε' sur les ampères-tours principaux ; si l'on s'arrange de manière que $\varepsilon' = \varepsilon$ (il suffit pour cela que la constante de temps du circuit additionnel soit égale à celle du circuit à fil fin), le décalage entre le champ résultant et le courant de tension se retrouve bien égal à φ, comme il doit l'être, et la deuxième cause d'erreur signalée plus haut disparaît.

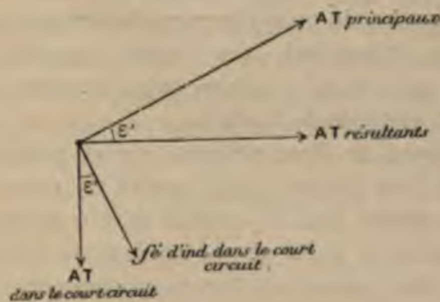


Fig. 1.

Il est vrai que l'on a introduit une cause d'erreur nouvelle, en ce sens que les ampères-tours résultants sont aux ampères-tours principaux dans le rapport de cos ε à 1 ; comme, d'autre part, le courant de tension est aussi dans ce même rapport cos ε à 1 avec le courant que l'on observerait (pour une même tension) en courant continu, la constante du compteur se trouve divisée par $\cos^2 \varepsilon$, c'est-à-dire multipliée par $1 + \text{tang}^2 \varepsilon$; mais, et c'est là le point intéressant, cette correction qui subsiste est indépendante du décalage φ. Elle est d'ailleurs très petite, puisque, pour tang $\varepsilon = 0{,}05$, on aurait $1 + \text{tang}^2 \varepsilon = 1{,}0025$; la correction n'est donc que de $\frac{2{,}5}{1000}$, c'est-à-dire absolument négligeable dans la pratique.

M. Frager fait remarquer que l'on pourrait obtenir une correction analogue en remplaçant la spire en court-circuit par une résistance sans self-induction placée en dérivation sur les inducteurs ; nous ne nous arrêterons pas à ces considérations.

Nous avons décrit avec quelques détails le compteur Thomson, parce qu'il représente le type principal auquel se rattachent les appareils qui vont suivre.

Compteur Lux. — Le principe du compteur Lux est le même ;

l'enroulement seul du circuit dérivé en diffère : c'est un circuit composé de trois bobines plates égales dont les axes, perpendiculaires à l'axe de rotation, font entre eux des angles de 120° ; l'une des extrémités de chacune de ces bobines aboutit à un même point neutre, et les trois extrémités libres aboutissent aux trois lamelles d'un collecteur sur lequel appuient deux balais ; on reconnaît là les dispositions essentielles de l'induit de la machine Thomson-Houston, qui a été longtemps employée pour l'éclairage par arcs à intensité constante. Le principal avantage de ce système est de donner, pour un même poids de cuivre immobilisé dans l'induit, un plus grand couple moteur, ou, ce qui revient au même, pour un même couple moteur une plus grande légèreté de l'induit.

En effet, l'emploi de l'enroulement ouvert permet, à égalité de poids de cuivre dans l'induit, et à égalité de perte dans le fil fin, d'augmenter le couple dans le rapport de 1 à 1,7 ou, à égalité de couple, de diminuer le poids de cuivre dans le même rapport. On obtiendra ainsi des induits très légers qui permettent de diminuer beaucoup les frottements, et le collecteur lui-même, n'ayant que trois lamelles, peut être de très petit diamètre, ce qui réduit au minimum le frottement des balais.

Compteur Vulcain. — Le compteur Vulcain est un compteur Thomson présentant quelques modifications de détail : la principale est le changement de forme de l'amortisseur, qui est formé par une surface cylindrique en cuivre tournant entre les pôles alternés d'une couronne d'aimants : le couple d'amortissement dépend en effet de la vitesse *linéaire* et non de la vitesse angulaire de l'amortisseur, et il s'ensuit qu'une surface cylindrique où la vitesse linéaire est partout la même utilise mieux la matière qu'un disque dont les parties centrales sont presque inactives. La couronne d'aimants dont nous avons parlé peut se régler en hauteur, à l'aide d'une vis unique, et, une fois le réglage obtenu, l'équipage est bloqué dans cette position par une vis spéciale qui le fixe définitivement.

Nous signalerons également, comme perfectionnement de détail, la suspension à ressort des crapaudines qui portent les saphirs sur lesquels l'arbre est mobile, et les dispositions prises pour assurer le transport de l'appareil sans crainte d'endommager les pierres ou les pointes de l'arbre.

Compteur Schuckert. — Ce compteur se rapproche beaucoup du compteur Thomson normal. Nous signalerons seulement comme

détail de construction la possibilité de régler la position de la bobine à fil fin du compoundage, de manière à compenser aussi exactement que possible les résistances de frottement.

Compteur Perdrisat. — Ce compteur diffère des précédents, d'abord parce qu'il contient du fer dans son induit et ensuite par la forme de son induit, qui est assez originale ; il est composé de quatre bobines ayant la forme de demi-cercles et disposées de la façon suivante : Traçons deux axes rectangulaires et deux circonférences concentriques ayant pour centre commun leur point de rencontre : soient A, B, C, D les points où la première circonférence coupe les axes ; A′, B′, C′, D′, les points correspondants pour la deuxième ; les diamètres des bobines en demi-cercle sont placés respectivement

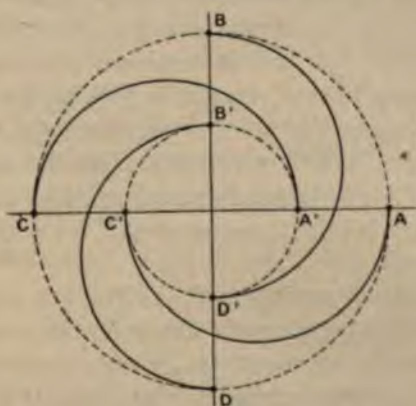


Fig. 2.

sur A′C, B′D, C′A, D′B, de manière à figurer une sorte de spirale (*fig.* 2) ; ces bobines sont, d'ailleurs, réunies entre elles et à un collecteur à la manière des sections successives de l'anneau Gramme. Il est facile de voir qu'il en résulte un couple de rotation à peu près constant. La construction des bobines est très simple ; sur une lame flexible de fer doux, présentant à ses extrémités deux œillets, on fait à la machine un enroulement, puis la lame est cintrée en demi-cercle et passée sur l'une des branches du croisillon, où elle est maintenue en place par une simple vis.

L'appareil est rustique, léger et d'une construction très simple : un compteur de 110 volts 50 ampères pèse 6 kilogrammes. On peut lui adresser la critique générale de tous les compteurs qui con-

tiennent du fer dans l'induit ; défaut de proportionnalité aux variations trop grandes de tension ; décalage plus notable (avec les erreurs qui s'ensuivent) dans les circuits à courants alternatifs.

Compteur Peloux. — Le compteur Peloux est encore fondé sur le principe général des compteurs-moteurs ; mais il est caractérisé par ce fait que toutes les bobines sont fixes et que la partie tournante est constituée uniquement par une armature en fer. Les bobines parcourues par le courant principal ont à peu près la même forme que dans les compteurs précédents, mais les bobines de dérivation, au nombre de quatre, sont superposées, et leur axe est vertical ; suivant cet axe passe un noyau de fer doux qui porte quatre bras à angle droit l'un de l'autre, mais à des niveaux différents ; ce noyau, avec ses prolongements polaires, est mobile et, dans son mouvement de rotation, entraîne la minuterie du compteur. Un collecteur à quatre lamelles, qui distribue successivement le courant aux quatre bobines indiquées plus haut, change la polarité des pièces polaires chaque fois que ces pièces polaires se trouvent à 45° de l'axe des bobines principales, de telle sorte qu'il en résulte un mouvement de rotation continu à couple sensiblement constant et proportionnel, comme toujours, à la puissance à mesurer. Un amortisseur ordinaire complète l'appareil.

b. Compteurs fondés sur le principe de Ferraris. — Ces compteurs-moteurs, exclusivement réservés aux courants alternatifs, constituent la plus grande nouveauté (en ce qui concerne les compteurs) de l'Exposition de 1900 : on sait, en effet, qu'en 1889 le principe des champs tournants n'avait encore reçu aucune application, et l'on peut dire que le développement de ce principe constitue toute l'histoire de l'électrotechnique dans les onze années qui ont séparé les deux Expositions.

Nous donnerons d'abord la théorie générale de ces compteurs, ce qui nous permettra ensuite de n'insister que sur les points particuliers à chacun d'eux.

Imaginons qu'un conducteur métallique massif, de révolution, un cylindre, par exemple, mobile autour de son axe, soit soumis à l'action de deux champs magnétiques alternatifs, rectangulaires entre eux et présentant une certaine différence de phase φ ; soient F et f leurs valeurs maxima. Chacun de ces deux champs alternatifs peut, comme on le sait, être décomposé en deux champs tournant en sens inverse ; ce qui fait en tout quatre champs tournants : deux, A

et B, tournant dans un sens, et deux, A', B', tournant dans l'autre.

Nous pouvons maintenant composer A et B en un seul champ tournant H et, de même, A', B', en un seul champ tournant en sens inverse H'; on trouve aisément :

$$H^2 = F^2 + f^2 + 2Ff \sin \varphi,$$
$$H'^2 = F^2 + f^2 - 2Ff \sin \varphi.$$

La masse métallique, abandonnée à elle-même, va être entraînée dans le sens du plus grand de ces deux champs, H', par exemple; soient ω' sa vitesse de rotation, ω la pulsation du courant; le cylindre prend alors une vitesse relative $\omega - \omega'$ par rapport au champ H, et $\omega + \omega'$ par rapport au champ H'. A mesure que ω augmente, la vitesse relative du cylindre et du premier champ diminue, la vitesse relative du cylindre et du second champ augmente; il en résulte que le couple moteur diminue et que le couple résistant augmente. Il y aura, pour une certaine vitesse ω', équilibre entre ces couples, et cette vitesse ω' se maintiendra alors constante.

Admettons que le couple (moteur ou résistant) soit proportionnel, d'une part, au carré du champ tournant; de l'autre, à la vitesse relative du champ et du cylindre (¹).

Nous aurons alors :

$$C_m = KH^2 (\omega - \omega'),$$
$$C_r = KH'^2 (\omega + \omega');$$

d'où :

$$KH^2 (\omega - \omega') = KH'^2 (\omega + \omega')$$

ou

$$\omega' = \frac{\omega (H^2 - H'^2)}{H^2 + H'^2}$$

ou

$$\omega' = \omega \frac{2Ff \sin \varphi}{F^2 + f^2}.$$

Ainsi, dans ce cas, même en dehors de tout amortissement étranger, le cylindre prend une vitesse bien définie, donnée par l'équation précédente.

Cette équation peut s'interpréter de la façon suivante : tout se

(¹) En faisant cette hypothèse, nous supposons implicitement que, dans les circuits particulaires où se développent les courants de Foucault, la réactance est négligeable par rapport à la résistance.

passe comme si le cylindre était soumis à un couple moteur

$$2\omega F f \sin\varphi$$

et à un couple résistant

$$(F^2 + f^2)\omega'$$

proportionnel à la vitesse (à condition que $F^2 + f^2$ soit constant). Ce dernier couple est exactement de l'espèce de ceux que nous avons appelés plus d'une fois *couples amortisseurs*.

Ainsi le système de deux champs rectangulaires alternatifs et présentant une différence de phase φ donne naissance à la fois à un couple moteur et à un couple amortisseur.

Appelons ψ le décalage du courant sur la tension aux bornes des appareils d'utilisation auxquels est appliqué le compteur; si l'on s'arrange de manière que l'angle que nous avons appelé φ soit égal à $\frac{\pi}{2} + \psi$, l'expression du couple moteur devient $2\omega F f \cos\psi$. Si, de plus, le champ F est proportionnel au courant principal I et le champ f proportionnel à la tension e aux bornes de l'appareil d'utilisation, le couple moteur prend la forme $2C\omega e I \cos\psi$, c'est-à-dire qu'il est proportionnel à la puissance à mesurer $eI \cos\psi$.

Nous avons vu que, dans ces conditions, pour que le compteur enregistre l'énergie dépensée, il fallait que le couple résistant fût proportionnel à la vitesse; or ici le couple résistant est:

$$(F^2 + f^2)\omega',$$

f est à peu près constant dans le cas d'une distribution à potentiel constant; mais F varie avec la charge, puisqu'il est proportionnel au courant principal. Aux faibles charges, F étant négligeable par rapport à f, l'amortissement est à peu près proportionnel à la vitesse, et le compteur est à peu près exact; mais, à mesure que la charge augmente, le terme F^2 prend de l'importance et le compteur retarde de plus en plus.

Le meilleur moyen et le plus simple pour éviter cet inconvénient consiste à munir le compteur d'un amortissement ordinaire par un aimant permanent, $k\omega'$, assez grand pour que l'on puisse négliger devant cet amortissement le terme $(F^2 + f^2)\omega'$; on aura alors simplement :

$$\omega' = \omega \frac{2Ff \sin\varphi}{k},$$

et la vitesse ω' sera rigoureusement proportionnelle à la puissance à mesurer.

Cet amortissement supplémentaire pourra s'exercer soit sur le conducteur tournant lui-même, soit sur un disque métallique monté sur le même arbre, comme dans les compteurs-moteurs à bobines.

Dans quelques systèmes, on ne se contente pas de cet artifice, et, pour compenser l'existence d'un terme d'amortissement croissant avec la charge, on cherche à augmenter le couple moteur (proportionnel à la puissance) d'un terme supplémentaire croissant, lui aussi, avec la charge ; ce sont là, en général, des moyens empiriques dont il est difficile de donner une théorie satisfaisante.

Le frottement au départ devra également être compensé, comme dans tous les compteurs-moteurs, par un couple supplémentaire convenable.

L'expression de la vitesse ω' montre que celle-ci, toutes choses égales d'ailleurs, dépend de ω, c'est-à-dire de la pulsation (ou de la fréquence) du courant donné.

L'étalonnement du compteur dépendra donc de cette fréquence ; il en résulte également qu'il devra dépendre, jusqu'à un certain point, de la forme du courant ; ce sera à l'expérience de montrer dans quelles limites s'exerce cette influence.

Dans tout ce qui précède, nous avons supposé que les deux champs rectangulaires agissaient sur un conducteur de révolution ayant son axe perpendiculaire à chacun d'eux. Dans un certain nombre de cas, au contraire, on emploie deux champs parallèles entre eux et perpendiculaires à un même disque dont l'axe est parallèle aussi à ces champs ; dans ce cas, le couple moteur provient de l'action exercée par l'un des deux champs sur les courants induits dans le disque par l'autre ; il est facile de se rendre compte que son expression doit être de la même forme que la précédente.

Nous passerons maintenant à la description des principaux appareils fondés sur ces principes.

Compteur Blathy. — Ce compteur est un des représentants les plus anciens et les plus connus des appareils fondés sur le principe de Ferraris. Les deux champs F et f sont tous deux normaux à un même disque métallique, qui est soumis également à l'action amortissante d'un aimant permanent. La théorie ne diffère pas essentiellement de celle des compteurs à véritable champ tournant. Le déca-

lage de $\frac{\pi}{2}$ entre le champ f et le champ F est obtenu seulement grâce à la réaction de la bobine à fil fin : c'est dire que le réglage n'est qu'approximatif. Le couple supplémentaire nécessaire pour vaincre le frottement au départ est obtenu au moyen de deux petits écrans métalliques disposés d'une façon dissymétrique sur les pôles de l'électro-aimant en dérivation.

Compteur Hummel. — Ce compteur a pour organe mobile un cylindre creux de cuivre concentrique à un cylindre de fer formant armature. L'inducteur qui produit le champ tournant est un anneau de fer également concentrique aux cylindres précédents, et portant à son intérieur quatre pôles à angle droit. Ces pôles sont munis chacun de pièces polaires dissymétriques et toutes dirigées dans le même sens de rotation. Les enroulements ont une grande ressemblance avec ceux des machines modernes polyphasées : soient A, B, C, D les quatre pôles, A opposé à C, B à D. L'enroulement à fil fin forme deux bobines qui entourent l'une les pôles A et B, l'autre les pôles C et D, en restant comprises tout entières à l'intérieur de l'anneau inducteur ; l'enroulement à gros fil est formé d'une seule bobine semblable aux précédentes, mais entourant les pôles B et C. Lorsque ces deux systèmes de bobines sont parcourus par des courants décalés de $\frac{\pi}{2}$ l'un par rapport à l'autre, il prend naissance un champ tournant qui entraîne le cylindre creux de cuivre. L'amortissement est produit à la manière ordinaire par un disque métallique monté sur le même axe que le cylindre de cuivre et tournant entre les pôles d'aimants permanents.

La dissymétrie des pièces polaires entraîne l'existence d'un couple, même lorsque le fil fin seul est parcouru par le courant de dérivation (probablement par suite d'effets de répulsion analogues aux effets d'Elihu Thomson).

On règle cette action propre des bobines à fil fin de manière à compenser sensiblement les frottements au départ ; et, pour empêcher le compteur de tourner à vide, on munit le disque amortisseur d'un petit fragment de fer qui suffit à arrêter l'appareil dans une position d'équilibre stable et l'empêche de tourner à vide, même sous l'influence de vibrations notables, tout en lui permettant de démarrer dès qu'un courant passe dans le gros fil.

Un artifice particulier est employé en vue d'obtenir un décalage

de $\frac{\pi}{2}$ exactement dans la bobine à fil fin. Le circuit à fil fin comprend : 1° une bobine de réactance réglable R_1 ; 2° à la suite de cette bobine et en dérivation l'une sur l'autre, la bobine à fil fin du compteur D, et une résistance non inductive R_2, également réglable.

Le courant dans la bobine D est en retard sur la différence de potentiel aux bornes d'un angle $\alpha < \frac{\pi}{2}$, mais cette différence de potentiel est elle-même en retard sur la différence de potentiel totale d'un angle $\beta < \frac{\pi}{2}$; on peut, par un réglage convenable de R_1 et de R_2, s'arranger de manière que $\alpha + \beta = \frac{\pi}{2}$ (*fig.* 3 et 4).

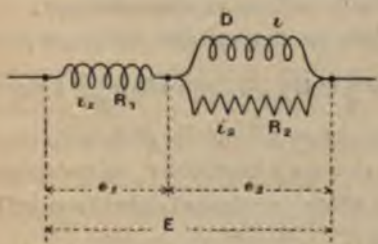


Fig. 3.

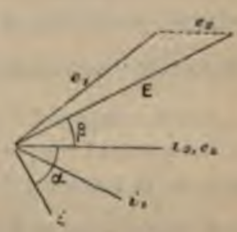


Fig. 4.

Compteur Hélios. — Ce compteur, exposé par l'*Hélios Elektrizitäts-Aktiengesellschaft*, repose sur les mêmes principes que les précédents ; il présente quelques particularités intéressantes :

1° Comme dans le compteur Blathy, les pôles de l'électro-aimant en dérivation sont recouverts en partie d'écrans métalliques dissymétriques ; pour éviter que ces écrans ne provoquent la marche à vide du compteur, l'amortisseur est percé de trous qui entraînent l'existence de positions d'équilibre stable pour ce compteur. Ces positions sont telles que les points de moindre résistance viennent se placer en regard du champ alternatif des bobines à fil fin. Cette disposition, d'ailleurs, n'empêche pas le compteur de démarrer dès qu'un courant traverse les bobines à gros fil ;

2° Nous avons vu plus haut que ces sortes de compteurs avaient une tendance à retarder, à cause de l'influence amortissante de la bobine-série, qui croît avec l'intensité du courant ; on cherche à compenser cette erreur par la création d'un couple moteur croissant

aussi avec cette intensité et produit par la bobine-série à elle seule: pour cela, les pôles de cette bobine sont munis de masses métalliques dissymétriques à peu près analogues à celles que nous avons rencontrées sur la bobine à fil fin dans le compteur Blathy et dans le compteur Hélios lui-même ; mais on voit que le rôle de ces masses métalliques est ici tout particulier et destiné à compenser non le couple de frottement, mais le couple amortisseur de la bobine-série. Nous ne notons rien de particulier pour la production du décalage de $\frac{\pi}{2}$.

Compteur Raab. — Ce compteur appartient au même type que le compteur Blathy : le champ principal, le champ dérivé et le champ amortisseur des aimants permanents sont tous normaux à un même disque métallique, qui sert à la fois de moteur et d'amortisseur.

Le point particulier se trouve dans les dispositions adoptées pour obtenir exactement un décalage de $\frac{\pi}{2}$ entre les deux champs. Le système dérivé comprend deux électro-aimants dont les effets s'ajoutent géométriquement : le premier est, comme à l'ordinaire, en dérivation simple sur la tension : il donne un champ fortement décalé sur cette tension, mais dont le décalage n'atteint pas $\frac{\pi}{2}$; le second est monté en série avec une résistance non inductive, et le tout est aussi en dérivation sur la tension aux bornes ; de plus, le champ de cet élec-

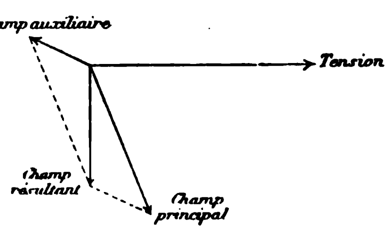


Fig. 5.

tro-aimant est inversé par rapport au premier; le décalage de ce champ est plus faible que celui du premier, de sorte qu'on peut le régler de manière que le champ résultant soit exactement en retard de $\frac{\pi}{2}$ sur la tension (*fig.* 5).

Compteur Hartmann et Braun. — Dans ce compteur, le mobile

moteur est un cylindre d'aluminium, l'amortisseur un disque de même métal.

L'amortissement dû à ce disque est suffisamment grand pour rendre négligeables les termes amortisseurs provenant des bobines à courant alternatif. Le point le plus original consiste dans la manière d'obtenir un décalage de $\frac{\pi}{2}$ exactement entre le champ dans l'entrefer de l'électro-aimant en dérivation et la tension aux bornes. Entre ces deux bornes se trouvent montés en série : 1° le primaire d'un petit transformateur auxiliaire ; 2° l'enroulement à fil fin de l'électro en dérivation. Le secondaire du transformateur auxiliaire est fermé : 1° sur une résistance réglable non inductive R ; 2° sur un second enroulement porté par l'électro en dérivation.

L'étude complète du diagramme montre que l'on peut, en réglant la résistance R, obtenir un décalage exactement égal à $\frac{\pi}{2}$ entre le champ dans l'entrefer de l'électro en dérivation et la tension aux bornes (*fig.* 6) [1].

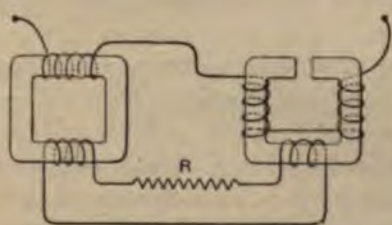


Fig. 6.

Compteur Siemens. — Ce compteur est fondé, comme les précédents, sur le principe de Ferraris : deux systèmes de bobines à angle droit agissent sur un cylindre d'aluminium ; l'amortisseur forme un système distinct.

Compteur Batault. — Ce compteur, exposé par la Société Genevoise pour la construction d'instruments de physique, dérive immédiatement du compteur Blathy ; il en diffère cependant par quelques détails intéressants : l'électro en dérivation comporte deux noyaux, et l'enroulement série n'est appliqué qu'à l'un de ces noyaux ; un diagramme simple montre que cette disposition est absolument équivalente à celle où les deux enroulements agissent sur des noyaux

(1) Dans la figure 6, changer le sens d'enroulement du dernier noyau de droite.

distincts. Mais le point le plus original consiste dans un enroulement en court-circuit, formé généralement d'une seule spire et enveloppant à la fois les pôles des deux noyaux. En faisant le diagramme de fonctionnement, on voit assez facilement que, par un réglage convenable de la résistance de cette spire, on peut amener à $\frac{\pi}{2}$ exactement le décalage entre le champ et le courant principal.

e. Compteurs-moteurs triphasés. — Le principe de la méthode bien connue des deux wattmètres s'applique immédiatement aux compteurs-moteurs à bobines, comme le compteur Thomson. Ou bien on emploie deux compteurs séparés dont on ajoute les indications, des bobines à gros fil étant parcourues par deux des trois courants du système, et les bobines à fil fin étant montées respectivement entre le troisième fil et chacun des deux premiers. L'emploi de deux compteurs étant peu commode, il est facile de réunir les deux appareils en un seul, les deux induits étant montés sur le même axe ; les couples moteurs s'ajoutent alors (éventuellement se retranchent dans le cas de très forts décalages) et le compteur donne, par une seule lecture, l'énergie à mesurer.

La nécessité de caler deux induits sur le même arbre entraîne, dans ce système, à des dimensions et à des poids assez considérables. On a cherché, pour éviter cette difficulté, à appliquer au même problème le principe de Ferraris. Nous citerons, comme fort intéressants à ce point de vue, les compteurs, mod. FU, exposés par l'*Elektrizitäts-Acktiengesellschaft vormals Schuckert*. Ces compteurs sont également construits, en France, par la Compagnie générale d'Électricité de Creil [1].

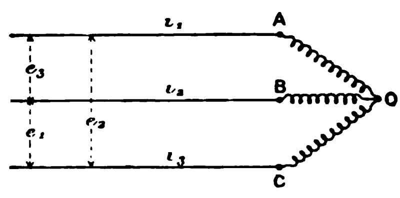


FIG. 7.

Considérons un système triphasé à trois fils (sans fil neutre) (*fig.* 7) : soient i_1, i_2, i_3 les trois courants aboutissant aux trois bornes

[1] Nous empruntons les détails qui vont suivre à un article de M. Rollinger, paru dans *l'Industrie électrique* du 10 octobre 1900.

A, B, C de l'appareil d'utilisation ; appelons V_A, V_B, V_C les potentiels de ces trois bornes et posons :

$$e_1 = V_B - V_C,$$
$$e_2 = V_C - V_A,$$
$$e_3 = V_A - V_B.$$

On sait que la puissance instantanée consommée dans le récepteur triphasé peut se mettre sous l'une des trois formes :

$$\text{(I)} \quad \left\{ \begin{array}{ll} P = e_1 i_2 - e_2 i_1, & (1) \\ P = e_2 i_3 - e_3 i_2, & (2) \\ P = e_3 i_1 - e_1 i_3. & (3) \end{array} \right.$$

En ajoutant deux à deux ces équations membre à membre, nous en déduisons le système suivant :

$$\text{(II)} \quad \left\{ \begin{array}{ll} 2P = i_1 (e_3 - e_2) + e_1 (i_2 - i_3), & (4) \\ 2P = i_2 (e_1 - e_3) + e_2 (i_3 - i_1), & (5) \\ 2P = i_3 (e_2 - e_1) + e_3 (i_1 - i_2). & (6) \end{array} \right.$$

Enfin, en ajoutant membre à membre respectivement les équations (2) et (4), (3) et (5), (1) et (6), on trouve :

$$\text{(III)} \quad \left\{ \begin{array}{ll} 3P = (i_1 - i_3)(e_3 - e_2) + (i_2 - i_3)(e_1 - e_3), & (7) \\ 3P = (i_2 - i_1)(e_1 - e_3) + (i_3 - i_1)(e_2 - e_1), & (8) \\ 3P = (i_3 - i_2)(e_2 - e_1) + (i_1 - i_2)(e_3 - e_2). & (9) \end{array} \right.$$

Les trois groupes précédents d'équations peuvent se prêter à la construction des compteurs triphasés : on voit que, dans tous les cas, l'expression de la puissance comprend deux termes qui s'ajoutent algébriquement : le compteur devra donc se composer de deux mobiles, deux disques d'aluminium montés sur le même axe, sur lesquels s'exerceront des couples proportionnels aux deux termes précédents. Chaque terme se compose lui-même de deux facteurs dont l'un est une intensité (ou une différence d'intensité) et l'autre une tension (ou une différence de tension). On sait que, pour appliquer le principe de Ferraris à ce cas, il faut faire passer dans une bobine (ou dans deux bobines différentielles) le courant principal (ou la différence de deux courants principaux), de manière à produire un champ en phase avec ce courant (ou cette différence de courants), et, d'autre part, faire agir simultanément sur le même disque un autre champ en quadrature avec la tension (ou la différence de tension) qui figure dans les équations précédentes. Ces deux champs (champ de courant et champ de tension) seront tous les deux normaux au disque

métallique. Nous venons de voir comment on produisait le premier; il existe un nombre de moyens très variés pour produire le second: nous en examinerons quelques-uns. Remarquons tout de suite que la très grande facilité que donnent les courants triphasés pour la solution du problème provient de ce que l'on trouve très facilement et sans aucun artifice, dans un système triphasé, des tensions déjà décalées sur celles que l'on veut employer; on pourra donc obtenir le décalage requis de $\frac{\pi}{2}$ au moyen de décalages artificiels plus petits que $\frac{\pi}{2}$ et, par suite, très faciles à réaliser; tandis que, dans le cas de courants alternatifs simples, il faut produire de toute pièce, au moyen d'artifices plus ou moins compliqués, le décalage de $\frac{\pi}{2}$ que ne peuvent jamais réaliser exactement de simples bobines à réaction.

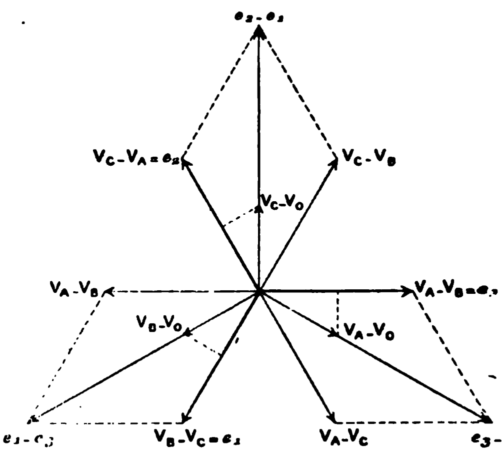


Fig. 8.

Dans tout ce qui va suivre, nous ne supposerons pas que les trois branches de l'appareil d'utilisation soient également chargées ; mais nous supposerons que cet appareil n'utilise qu'une très petite fraction de l'énergie totale disponible, de sorte que les tensions aux bornes restent, dans tous les cas, des tensions triphasées symétriques.

Application des équations du groupe I. — Nous avons appelé e_1, e_2, e_3, les trois tensions entre les bornes du système triphasé; appelons maintenant O le point neutre symétrique (réel ou artificiel) du

système, et posons (*fig.* 8) :

$$a = V_A - V_O,$$
$$b = V^B - V_O,$$
$$c = V^C - V_O.$$

On sait que a est en retard de $\frac{\pi}{6}$ sur e_3 et, par conséquent, en avance de $\frac{\pi}{2}$ sur e_1 ; de même b, est en retard de $\frac{\pi}{6}$ sur e_1 et en avance de $\frac{\pi}{2}$ sur e_2; enfin, c est en retard de $\frac{\pi}{6}$ sur e_2 et en avance de $\frac{\pi}{2}$ sur e_3. Cela posé, reprenons l'expression :

$$P = e_1 i_2 - e_2 i_1.$$

Nous avons au moins trois procédés pour obtenir un champ décalé de $\frac{\pi}{2}$ sur e_1 (il en serait évidemment de même pour e_2) :

1° Nous pouvons, au moyen d'une bobine de réaction convenable, produire un champ décalé de $\frac{\pi}{6}$ sur e_3 ; cette bobine, bien entendu, quoique représentant le terme e_1 ou $V_B - V_C$, devra être branchée alors entre les points A et B. Cette solution est indiquée par Hummel (*D. R. P.*, n° 101.869) ;

2° Nous pouvons, au moyen d'un point neutre artificiel et d'un circuit sans réactance, produire un champ en phase avec a ou $V_A - V_O$. Cette bobine sans réactance devra alors être disposée entre le point A et le point O (Siemens et Halske, *D. R. P.*, n° 99.634) ;

3° Nous pouvons enfin, au moyen d'une bobine de réactance convenable, produire un champ décalé de $\frac{\pi}{3}$ sur $-b$ ou $V_O - V_B$; dans ce cas, la bobine de réactance devra être branchée entre les points O et B[1]. Telle est la solution qui a été adoptée par la maison Schuckert (*D. R. P.*, n° 108.354).

Applications des équations du groupe II. — Considérons l'équa-

[1] Il est à remarquer que, dans toutes les méthodes fondées sur l'emploi d'un point neutre artificiel, les trois branches de l'étoile artificielle doivent avoir la même résistance et la même réactance, ce qu'on réalise ici en les formant de trois bobines enroulées sur des circuits magnétiques semblables, même si ces bobines ne doivent pas agir sur le mobile du compteur.

tion (4) :

$$2P = i_1(e_3 - e_2) + e_1(i_2 - i_3).$$

Il est facile d'observer que les deux tensions e_1 et $e_3 - e_2$ sont en quadrature et que la deuxième vaut 1,732 fois la première. Nous devons donc ici produire, au moyen de bobines en dérivation, deux champs en quadrature respective avec les tensions précédentes. Un grand nombre de solutions sont possibles. Voici celle à laquelle s'est arrêté M. Möllinger :

Proposons-nous de créer un point neutre artificiel non symétrique O', de telle sorte que les tensions $V_A - V_{O'}$ et $V_B - V_O$ soient égales et rectangulaires entre elles.

Il est facile de voir que, dans ces conditions, on aura :

$$(V_A - V_O)_{\text{eff.}} = (V_B - V_O)_{\text{eff.}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(e)_{\text{eff.}} = 0,707 e_{\text{eff.}},$$

e étant la tension donnée aux bornes du système triphasé. La troisième bobine de l'étoile artificielle devra être calculée de manière que :

$$(V_C - V_{O'})_{\text{eff.}} = \frac{\sqrt{3} - 1}{2} e_{\text{eff.}} = 0,366 e_{\text{eff.}}$$

Si alors on porte ces nouvelles tensions sur le diagramme général du système triphasé, on trouve que $V_A - V_{O}'$ est en retard de 15° sur $e_3 - e_2$ et que $V_B - V_{O'}$ est en retard de 15° sur e_1.

Si donc nous choisissons la réactance des bobines (cette réactance étant choisie, celle de la bobine O'C s'en déduit) de telle sorte que les champs qu'elles produisent dans leur entrefer soient en retard de 75° sur la tension aux bornes, ces champs seront respectivement en quadrature avec $e_3 - e_2$ et avec e_1, et pourront, par conséquent, être utilisés pour la réalisation physique de l'équation (4).

Les champs de ces deux bobines sont égaux, alors que, pour satisfaire à l'équation (4), celui qui agit sur le courant i_1 devrait être $\sqrt{3} = 1,732$ fois plus intense que celui qui agit sur la différence des courants i_2 et i_3. Il est facile de compenser cette inexactitude en donnant, à la bobine série dans laquelle passe le courant i_1, 1,732 fois

plus de spires qu'aux bobines séries différentielles dans lesquelles passent les courants i_2 et i_3.

Applications des équations du groupe III. — Reprenons l'équation (7):

$$3P = (i_1 - i_3)(e_3 - e_2) + (i_2 - i_3)(e_1 - e_3).$$

Il est très facile de nous procurer des champs en quadrature respectivement avec $e_3 - e_2$ et avec $e_1 - e_3$: il suffit, en effet, d'alimenter la première bobine par la tension e_2, en ayant soin que le champ, dans l'entrefer de cette bobine, soit en retard de 60° sur la tension aux bornes, et d'alimenter dans les mêmes conditions la deuxième bobine au moyen de la tension e_3. Cette dernière disposition a l'avantage sur les montages I et II de supprimer l'emploi d'une bobine de réaction. Si l'on compare les trois systèmes au point de vue de la dépense d'énergie dans le fil fin, on trouve que cette dépense d'énergie est dans le rapport

$$1 : 0,577 : 0,667.$$

Les deux derniers montages sont donc nettement supérieurs au premier.

Cas particuliers de phases également chargées. — Reprenons les équations du groupe I et ajoutons-les membre à membre : il vient :

$$3P = i_1(e_3 - e_2) + i_2(e_1 - e_3) + i_3(e_2 - e_1) ;$$

mais, dans le cas particulier de phases également chargées, la valeur moyenne de chacun des trois termes est égale, et l'on peut se borner à intégrer le premier. Le montage sera alors très simple ; le système mobile se réduira à un seul disque qui sera soumis à l'action simultanée : 1° d'une bobine série parcourue par le courant i_1 ; 2° d'une bobine dérivation donnant un champ en quadrature avec $e_3 - e_2$; comme plus haut, cette bobine pourra simplement être excitée par la tension e_2 (entre les fils 1 et 3), à condition d'être combinée de telle sorte que le champ soit en retard de 60° sur la tension excitatrice.

Les compteurs exposés étaient accompagnés d'un rapport très complet du professeur Kittler, d'où il résulte que les plus grandes erreurs dans les cas variés qui peuvent se présenter atteignent au

plus 2 0/0. Nous avons fait nous-même, au Laboratoire central d'Électricité, une série de déterminations dans des circonstances extrêmement variées : nous avons étudié les cas suivants (les récepteurs étant montés en triangle) :

1° Trois phases également chargées (résistances non inductives) ;
2° Trois phases également chargées (résistances inductives) ;
3° Deux phases chargées (résistances non inductives) ;
4° Une seule phase chargée (résistance non inductive) ;
5° Une seule phase chargée (résistance inductive) ;
6° Trois phases inégalement chargées (résistances inductives).

Nous avons trouvé que, dans le cas de charges égales (inductives ou non), l'appareil était juste à moins de 2 0/0. Dans le cas de charges inégales, nous avons observé des différences s'élevant à 3 ou 4 0/0. Il est intéressant d'observer que, dans le cas d'une seule phase chargée, deux cas peuvent se présenter : ou bien le courant alternatif simple que l'on a alors agit sur les deux disques ou il n'agit que sur un seul ; il semble résulter de nos mesures que le compteur est plus exact dans le second cas que dans le premier ; une anomalie semblable se remarque également dans les Tableaux du professeur Kittler.

Nous nous sommes étendu assez longtemps sur cet appareil, qui nous a semblé fort intéressant ; on peut lui faire la critique générale de tous les compteurs fondés sur le principe de Ferraris : il est sensible aux variations de fréquence et, par suite, à la présence d'harmoniques supérieurs dans les courbes de courant ou de tension : peut-être les erreurs que nous avons observées tiennent-elles à ce que le courant était fortement déformé par les procédés (moteur à vide ou bobine de réaction) que nous employions pour produire de forts décalages.

COMPTEURS OSCILLANTS.

Compteur Aron. — Le plus connu des compteurs oscillants est sans contredit le compteur Aron, qui figurait déjà à l'Exposition de 1889 et dont le principe est bien connu.

Deux pendules, dont la masse inférieure est constituée par l'enroulement à fil fin d'un wattmètre, oscillent en présence de deux bobines fixes à gros fils constituant la bobine série de ce même wattmètre ;

dans ces conditions, la force électrodynamique qui s'exerce respectivement entre les enroulements fixes et mobiles est proportionnelle à la puissance à mesurer ; le sens d'enroulement est choisi de telle sorte que, pour l'un des pendules, cette force F s'ajoute au poids P et, pour l'autre, s'en retranche.

Soient alors :

n, le nombre d'oscillations par seconde lorsque le courant ne passe pas ;

N et N′, le nombre d'oscillations par seconde lorsque le courant passe ;

$$N - N' = n \frac{F}{P}.$$

La différence N — N′ est donc proportionnelle à la puissance à mesurer. L'artifice bien connu du train différentiel permet de donner au système compteur proprement dit une vitesse proportionnelle à N — N′, et, par suite, à la puissance à mesurer.

La théorie de l'appareil exige essentiellement que les durées normales d'oscillations des deux pendules soient rigoureusement égales ; dans les anciens modèles, on cherchait à réaliser autant que possible cette égalité, ce qui était fort difficile, sinon pratiquement impossible ; un perfectionnement important a consisté à corriger systématiquement l'erreur au lieu de chercher à l'annuler. Pour cela, le courant est périodiquement inversé (toutes les vingt minutes, par exemple) par le jeu même du compteur, dans les bobines à fil fin, de telle sorte que le pendule, primitivement retardé, avance, et réciproquement. On conçoit (et un calcul exact prouve) que l'on élimine ainsi l'erreur provenant d'un défaut de réglage des pendules. Un mécanisme complémentaire oblige la minuterie du compteur à tourner toujours dans le même sens malgré cette inversion.

Un autre perfectionnement important consiste dans le remontage automatique et électromagnétique substitué à l'ancien remontage à la main usité dans les anciens modèles ; ce remontage automatique se fait toutes les vingt secondes environ, au moyen d'un électro-aimant creux monté directement sur les 110 volts de la distribution et dans lequel le courant est envoyé pendant une fraction de seconde seulement ; l'armature aspirée par l'électro-aimant arme un ressort qui entretient le mouvement d'horlogerie. La puissance absorbée par le compteur (remontage compris) ne dépasse pas 1,8 watts ; la fai-

blesse de ce nombre tient à ce que les actions électrodynamiques ayant ici seulement un rôle de *déclenchement* et non un rôle moteur, les ampères-tours des enroulements, et en particulier de l'enroulement à fil fin, peuvent être très réduits.

Parmi tous les types exposés, celui qui nous a paru le plus intéressant est le compteur pour distribution triphasée à quatre fils. M. le Dr Aron s'est proposé de réaliser un appareil pouvant s'adapter au cas le plus complexe que l'on puisse rencontrer dans les distributions triphasées, celui où les récepteurs soient disposés indifféremment en triangle et en étoile et où, de plus, il existe un fil neutre : dans ce cas, l'égalité fondamentale :

$$i_1 + i_2 + i_3 = 0,$$

n'est plus vraie et doit être remplacée par :

$$i_1 + i_2 + i_3 + i_4 = 0,$$

i_4 étant le courant dans le fil neutre.

Soient, comme toujours, A, B, C, les trois bornes des récepteurs, O le point neutre. On a :

$$\begin{aligned} P &= (i_{AB} + i_{AO} - i_{CA})(V_A - V_O) + (i_{BC} + i_{BO} - i_{AB})(V_B - V_O) \\ &\quad + (i_{CA} + i_{CO} - i_{BC})(V_C - V_O) \\ &= i_1(V_A - V_O) + i_2(V_B - V_O) + i_3(V_C - V_O), \end{aligned}$$

et cette expression est tout à fait générale, même dans le cas où il y a un quatrième fil.

Cela posé, supposons que le compteur ne soit appliqué, comme cela a lieu en général, qu'à la mesure d'une très faible fraction de la puissance de la station centrale ; alors, même si les phases (aussi bien dans le triangle que dans l'étoile) sont inégalement chargées, les six tensions $V_A - V_B$, $V_C - V_C$ — V_A, d'une part, $V_A - V_O$, $V_B - V_O$, — $V_C - V_O$, de l'autre, sont toujours triphasées, et l'on a :

$$(V_A - V_O) + (V_B - V_O) + (V_C - V_O) = 0,$$

d'où :

$$P = (i_1 - i_3)(V_A - V_O) + (i_2 - i_3)(V_B - V_O).$$

Telle est la relation utilisée dans le compteur pour distribution triphasée à quatre fils qui figurait à l'Exposition. Les courants i_1, i_2, i_3, passent dans trois bobines fixes égales ; les bobines 1 et 3 agissent

différentiellement sur un premier pendule alimenté par la tension $V^B - V_O$; les bobines 2 et 3 agissent de même sur un second pendule alimenté par la tension $V_B - V_O$; le sens des connexions des fils fins est d'ailleurs choisi de manière que la *différence* des nombres d'oscillations mesure la valeur moyenne de l'expression précédente de la puissance. On voit que ce mode de montage est plus général que l'ancien système bien connu du même auteur, pour courants triphasés sans fil neutre, système fondé sur l'emploi de l'équation :

$$P = e_1 i_2 - e_2 i_1,$$

qui suppose essentiellement que l'on a :

$$i_1 + i_2 + i_3 = 0.$$

Cette équation peut d'ailleurs facilement être complétée pour le cas d'un système à quatre fils. On trouve alors :

$$P = e_1 i_2 - e_2 i_1 - \frac{i_4}{3}(e_2 - e_1),$$

i_4 étant le courant dans le fil neutre, compté positivement dans le même sens que les autres.

Cette équation s'applique facilement au compteur Aron. Les pendules à fil fin seront alimentés respectivement par les tensions



Fig. 9.

$e_1 = (V_B - V_C)$ et $e_2 = V_B$; sur ces deux pendules agiront séparément deux bobines fixes parcourues par les courants i_1 et i_2, et, de plus, une troisième bobine parcourue par le courant i_4, comprenant trois fois moins de spires ou placée à une distance plus grande et agissant à la fois sur les deux pendules e_1 et e_2 (*fig.* 9).

Les principes précédents ne s'appliquent, d'ailleurs, pas seulement au compteur d'Aron.

Compteurs de l'Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft. — Ces compteurs sont des compteurs oscillants caractérisés par ce fait que la minuterie avance de quantités égales à chaque oscillation du compteur; c'est donc la périodicité de ces oscillations qui varie avec la puissance à mesurer et est proportionnelle à cette puissance. Ces compteurs s'appliquent exclusivement au courant continu; la même Société emploie le compteur Hummel pour le courant alternatif.

Imaginons un wattmètre dont la bobine à fil fin puisse osciller entre deux positions extrêmes; si, chaque fois qu'elle atteint une de ces positions, on inverse le courant qui la parcourt, elle prendra un mouvement oscillatoire dont la fréquence sera proportionnelle au couple, à condition que le mouvement soit constamment amorti, comme dans un compteur Thomson, par exemple, de manière que, à chaque instant, la vitesse angulaire soit elle-même proportionnelle au couple.

L'inversion du courant dans une bobine à fil fin provoque, en général, des étincelles nuisibles aux contacts ; pour éviter ces étincelles, l'*A. E. G.* constitue la bobine mobile par deux enroulements exactement égaux et opposés; l'inversion du couple s'obtient simplement par la mise en court-circuit alternative de ces deux moitiés de l'enroulement.

Pour transmettre le mouvement à la minuterie, on emploie un relais qui est commandé par le wattmètre de la manière suivante: Le circuit dérivé (*fig.* 10) comprend (outre les résistances ordinaires): 1° un électro-aimant fixe A; 2° la première moitié de la bobine mobile à fil fin, B; 3° la deuxième moitié de cette bobine, C; 4° un deuxième électro-aimant fixe D. Deux armatures A′ et D′ solidaires mécaniquement, mais magnétiquement différentes, peuvent osciller entre les électro-aimants A et D, en faisant avancer chaque fois, au moyen d'un cliquet, la minuterie d'une même quantité; de plus, ces armatures, suivant qu'elles sont attirées par l'électro A ou l'électro D, mettent en court-circuit la moitié B ou la moitié C de la bobine mobile. Cette bobine elle-même porte un bras, non représenté sur la figure, qui, arrivé aux deux extrémités de sa course, mettra respectivement en court-circuit, pendant un temps très court, les deux électros A et D. Cela posé, le fonctionnement de l'appareil est

facile à comprendre : partons d'un moment où la bobine mobile est au milieu de sa course, le courant passant, par exemple, dans la moitié B, et la moitié C étant en court-circuit; arrivée au bout de sa course, elle met en court-circuit, pendant un temps très court,

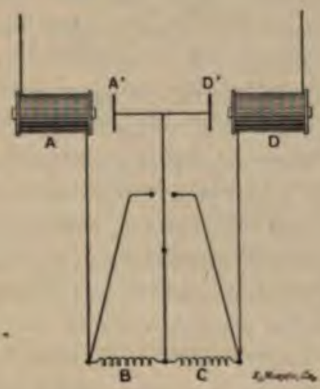


Fig. 10.

l'électro-aimant D; aussitôt l'électro A attire son armature et met en court-circuit la moitié B, tandis que le courant passe dans la moitié C; le mouvement de la bobine mobile change de sens; lorsqu'elle arrive à l'autre extrémité de sa course, les phénomènes inverses se produisent, l'électro A est mis en court-circuit pendant un temps très court, l'armature est attirée par l'électro D et met à son tour en court-circuit la moitié C de la bobine, le courant passe alors dans la moitié B, et le mouvement s'inverse. Le mouvement de va-et-vient des armatures est utilisé pour faire avancer chaque fois d'une même quantité une roue à rochet.

On voit facilement que cette disposition a pour résultat de donner une mobilité très grande au système mobile, puisque ce système n'est plus chargé, comme dans les compteurs-moteurs, de faire avancer tout le mouvement d'horlogerie; au lieu du collecteur, qui exige toujours un certain entretien et entraine toujours un certain couple résistant dû aux frottements des balais, on emploie, pour amener le courant dans la bobine mobile, trois fils très fins (les deux bobines ayant une extrémité commune) choisis assez longs pour que leur torsion ne produise aucun couple appréciable sur le système mobile. La minuterie, étant actionnée par un relais spécial, peut évi-

demment être séparée du wattmètre proprement dit et placée aussi loin que l'on veut, ce qui, dans certains cas spéciaux, peut être avantageux. La courbe d'erreur de ce compteur est caractéristique: pour les faibles charges, l'erreur est négative, elle commence par diminuer en valeur absolue, passe par zéro, devient positive, passe par un maximum pour une charge égale environ à 10 0/0 de la charge maxima, s'annule de nouveau à 60 0/0 de la charge maxima, puis redevient négative. On peut attribuer ces variations aux causes suivantes : au début, comme dans tous les compteurs, le frottement au départ cause un retard, puis l'importance relative de ce frottement diminue et le compteur tend à devenir exact ; plus tard, apparaît une autre cause de retard : c'est le temps perdu à chaque demi-oscillation au moment de l'inversion du courant, temps perdu dont l'importance relative devient d'autant plus grande que les oscillations deviennent plus rapides.

COMPTEURS A INTÉGRATION DISCONTINUE.

Ces compteurs, qui, en 1889, semblaient être les plus scientifiques et les plus perfectionnés, ont perdu plutôt de leur importance, sans doute à cause de leur complication.

Compteur Brown et Routin. — MM. Brown et Routin se sont proposé de permettre aux stations centrales d'appliquer, suivant les heures de la journée, autant de tarifs variables que l'on voudra. Ce système est fort intéressant en ce sens qu'il permet de suivre aussi exactement que possible la loi économique de l'offre et de la demande : Étant donnée la courbe de charge d'une usine centrale, courbe dont la forme dépend des habitudes et des besoins de la clientèle, il est logique de baisser beaucoup le prix du kilowatt-heure aux heures de faible consommation et de le maintenir maximum à l'heure du coup de feu, et, entre les deux, de proportionner le prix à la demande ; cette répartition des tarifs aura alors l'influence la plus heureuse sur la forme même de la courbe en tendant à l'uniformiser.

L'organe principal est un wattmètre dont la déviation, proportionnelle aux watts à mesurer, entraîne une came excentrique convenablement calculée ; contre cette came vient appuyer, à des intervalles de temps égaux, un levier dont la course, réglée par la came,

est proportionnelle à la puissance ; à chaque fois, ce levier fait avancer d'une quantité proportionnelle le rouage totalisateur.

Mais, tandis que, dans les appareils ordinaires de cette catégorie, la période d'intégration est toujours la même et réglée par l'appareil lui-même, ici la période d'intégration est essentiellement variable et, c'est là le point à remarquer, à la disposition absolue de la station génératrice ; c'est une *horloge mère* unique placée dans cette station qui envoie dans le réseau, à des intervalles de temps réglables à volonté, des courants parasites destinés à agir, dans chaque compteur, sur l'électro-aimant qui commande l'intégration des indications du wattmètre. Le point le plus original de l'invention consiste dans l'artifice employé pour empêcher ces courants parasites de se confondre avec les courants principaux du réseau : s'il s'agit d'un réseau à courants continus, l'horloge mère y envoie à des intervalles de temps égaux et réglables, et pendant une durée très courte, un courant alternatif, de préférence à fréquence un peu élevée, fourni par un alternateur auxiliaire ; un des pôles de cet alternateur communique avec la terre, l'autre avec un fil A de la canalisation ; à l'arrivée chez l'abonné, l'électro-aimant du système intégrateur communique, d'une part, avec le fil A, d'autre part avec un condensateur dont la seconde armature est mise à la terre ; par cet artifice, le courant continu, étant isolé de la terre par le diélectrique du condensateur, ne peut pas passer, tandis que, comme on le sait, le courant alternatif peut agir dans ces conditions. S'il s'agit d'une distribution par courants alternatifs à basse tension, par un réseau secondaire partant d'une sous-station, par exemple, l'horloge mère sera placée dans cette sous-station et enverra, cette fois, dans le réseau, du courant continu ; l'électro-aimant intégrateur, chez chaque abonné, sera ici séparé du sol non plus par un condensateur, mais par une bobine de self-induction. Enfin, s'il s'agit d'une distribution par courants alternatifs à haute tension avec transformateur chez les abonnés, il est nécessaire de faire partir de l'usine centrale un fil spécial pour les électro-aimants intégrateurs.

Tel est ce système fort remarquable, qui est actuellement à l'essai dans une partie de la ville de Bordeaux.

Compteur Siemens. — Ce compteur se compose d'un wattmètre (ou, s'il s'agit d'un compteur de quantité, d'un ampèremètre) à lecture directe : l'index de l'appareil est amené périodiquement (en pratique, toutes les 3,75 secondes) à sa position zéro, et un rouage

totalisateur additionne ces angles successifs; pour cela, un balancier semblable aux balanciers de montre, mais de plus grande dimension, oscille périodiquement; le mouvement de ce balancier est entretenu, grâce à un dispositif facile à imaginer, par un électro-aimant; il porte un petit cliquet, qui, normalement, se meut à une très petite distance d'une roue à rochet constituant le premier mobile d'un train d'engrenages; dès que ce cliquet rencontre l'index du wattmètre, il se met en prise avec la roue et la fait avancer; une butée convenable arrête le mouvement dès que l'index est revenu au zéro; puis la même série de phénomènes se reproduit périodiquement. Grâce à la grande inertie de l'index du système de mesure et à la faible inertie du cliquet, l'index n'a pas le temps de se déplacer d'une manière sensible avant que le cliquet ne vienne en prise avec la roue finement dentée. D'après les données des constructeurs, la dépense à vide d'un tel compteur ne dépasse pas 1 watt sous 100 volts, et l'erreur n'atteint pas 2 0/0 dès que la charge dépasse 3,3 0/0 de la charge maxima.

Compteur Holden. — Nous rattacherons également au type des compteurs à intégration discontinue le compteur Holden, qui avait été exposé par M. Garfield. Le principe en est assez intéressant et participe à la fois du compteur à oscillation et du compteur à intégration discontinue.

Un mouvement d'horlogerie (à remontage électromagnétique) envoie à des intervalles de temps égaux, en pratique toutes les minutes, le courant dans le circuit à fil fin d'un wattmètre ordinaire; cette bobine est déviée d'un angle θ, limité par une butée fixe et, par conséquent, toujours le même, quelle que soit la puissance à mesurer; des ressorts antagonistes, dont la tension s'accroît par la rotation du système mobile, ramènent en arrière ce système dès que le courant n'y passe plus : en pratique, un intervalle de temps de 1,5 seconde suffit pour que la bobine parcoure l'angle θ.

Cette bobine entraîne dans son mouvement, au moyen d'un cliquet et d'une roue finement dentée, un système amortisseur très différent des amortisseurs ordinaires; le disque mobile entre des pôles d'aimants est en fer, et non en cuivre, en sorte que le couple résistant provenant de l'hystérésis est constant et indépendant de la vitesse du disque : l'auteur admet implicitement que le couple provenant des courants de Foucault est négligeable par rapport à celui-là; c'est une critique assez sérieuse qu'on peut lui adresser, ce sera à l'expé-

rience à justifier cette approximation. La course de ce disque, n'étant pas limitée par une butée, peut continuer librement jusqu'à ce que toute son énergie cinétique ait été consommée par l'hystérésis. Soient alors C le couple moyen qui s'exerce entre les bobines fixes et mobiles, couple proportionnel à la puissance à mesurer ; S, le couple moyen dû au ressort ; D, le couple dû à l'hystérésis. Le travail total du courant est $C\theta$; ce travail est employé : 1° à surmonter le couple résistant des ressorts ; 2° à surmonter le couple résistant dû à l'hystérésis ; 3° à communiquer au système une certaine énergie cinétique W. On a donc :

$$C\theta = S\theta + D\theta + W ;$$

d'où :

$$W = (C - S - D)\theta.$$

Cette énergie cinétique se partage entre la bobine et le disque en raison directe des moments d'inertie. Soient M le moment d'inertie du disque, m celui de la bobine ; l'énergie cinétique de la bobine à la fin de sa course sera

$$W \frac{m}{M + m},$$

et celle du disque au même moment sera

$$W \frac{M}{M + m}.$$

La première sera détruite par le choc contre les butées ; la deuxième sera absorbée par l'hystérésis du disque. Soit Φ l'angle total d'impulsion du disque ; l'angle dont il tournera après l'arrêt de la bobine sera $\Phi - \theta$, et l'énergie absorbée par hystérésis sera :

$$D(\Phi - \theta).$$

On aura donc :

$$W \frac{M + m}{m} = D(\Phi - \theta),$$

ou :

$$(C - S - D)\theta \frac{M + m}{m} = D(\Phi - \theta) ;$$

d'où :

$$D\Phi = \left(C \frac{m}{M + m} - S \frac{m}{M + m} + D \frac{M}{M + m}\right)\theta.$$

Si l'on veut que l'angle Φ dont le disque avance toutes les minutes

soit proportionnel à C, il faudra faire en sorte que :

$$DM = Sm.$$

On y arrivera par un réglage convenable des ressorts et du champ magnétique auquel est soumis le disque de fer.

RÉSEAUX OBTENUS PAR LA PHOTOGRAPHIE DE FRANGES RIGOUREUSEMENT ACHROMATIQUES ;

Par M. G. MESLIN.

Les franges d'interférence que j'ai étudiées il y a quelques années [1], sous le nom de « franges rigoureusement achromatiques », permettent d'obtenir, par la photographie, des réseaux dont la période est arbitraire.

J'avais alors réalisé la photographie de ces franges en utilisant l'objectif d'un microscope et en mettant une lame sensibilisée à la place de l'oculaire, le tube de l'appareil étant ainsi converti en chambre noire ; les clichés obtenus de la sorte (qui ont été reproduits dans le Mémoire inséré aux *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. III, p. 374, et dans une note parue dans le *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 338) sont, en réalité, des agrandissements du réseau constitué par l'ensemble de ces franges équidistantes.

Mais, au lieu d'un agrandissement, on peut obtenir le réseau lui-même, en plaçant dans la région où se produisent ces franges une couche sensible suffisamment homogène, en raison du rapprochement des traits que l'on doit obtenir.

L'avantage qui résulte de l'emploi de ces *franges rigoureusement achromatiques* provient de ce qu'étant indépendantes de la longueur d'onde, elles n'exigent pas une lumière monochromatique; elles se forment et peuvent être photographiées avec une source quelconque, par exemple avec la lumière solaire, avec laquelle le phénomène est particulièrement brillant et facile à régler.

Je rappelle que ces franges se produisent dans la région antérieure à un réseau, lorsqu'il est éclairé de l'autre côté par la lumière venant

---

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXVII, pp. 225, 339, 482.

d'une fente étroite parallèle aux traits du réseau ; on résume ce qui est relatif à leur disposition en disant qu'elles sont les projections dans l'espace des différentes *lignes du réseau* vues d'un point de la fente, en appelant *ligne du réseau* le milieu de chaque intervalle transparent ainsi que le milieu de chaque intervalle opaque.

Ces franges ne sont pas localisées et on a deux limites assez écartées l'une de l'autre pour la position que l'on doit donner à la plaque sensible, suivant l'intervalle de traits que l'on veut réaliser.

Toutefois, l'espace où se produisent les franges peut se diviser en deux régions principales : la région la plus éloignée, où les franges sont identiques entre elles, par suite de l'action identique de deux lignes consécutives du réseau ; et la région plus rapprochée, où les franges présentent des colorations alternées provenant de la différence d'action de deux lignes consécutives (ligne transparente et ligne opaque) ; si on désigne par s la période du réseau primitif et par d et d' les distances de la fente au réseau et à la plaque, la période du nouveau réseau sera $\frac{1}{2} s \frac{d'}{d}$ dans la première région ; mais elle sera $s \frac{d'}{d}$ dans la seconde, par suite d'une alternance semblable qui se manifeste sur les clichés.

J'ai réalisé ces réseaux sur des couches de gélatine bichromatée parfaitement homogène ; les lames de verre gélatiné étaient placées dans une petite chambre noire constituée de la façon suivante : on se servait d'un obturateur photographique (obturateur Mattioli) dont le collier, placé ordinairement sur le tube objectif, enserrait cette fois par sa bague de caoutchouc une boîte en carton contenant la plaque et chargée en lumière jaune ; l'obturateur était ensuite installé dans la région où se produisaient les franges, et, en pressant sur la poire, on faisait une pose de plusieurs minutes, puis on développait à l'eau tiède.

En opérant de la sorte avec un réseau au $\frac{1}{50}$, j'en ai obtenu un autre au $\frac{1}{58}$ présentant l'*effet réseau ;* sa période était conforme à celle qui résulte de la formule précédente, d étant égal à 4 centimètres.

On pourrait avoir des réseaux dont la période serait plus petite, en formant à l'aide d'une lentille l'image de la fente dans la région antérieure et en plaçant la couche sensible entre cette image et le réseau que la lumière aurait précédemment traversé.

SUR LA PROPAGATION DES OSCILLATIONS HERTZIENNES DANS L'EAU;

Par M. C. GUTTON.

Lorsque les propriétés électriques et magnétiques d'un milieu isolant ne dépendent que de sa constante diélectrique, la longueur d'onde d'un résonateur reste la même, quand on la mesure d'abord dans l'air, puis dans ce milieu. M. Blondlot (1) a déduit cette proposition de considérations d'homogénéité, et l'a vérifiée pour l'huile de ricin et la glace.

Lorsque les propriétés électriques et magnétiques du milieu ne sont plus entièrement définies par sa constante diélectrique, soit parce que ce milieu est magnétique, soit parce qu'il est partiellement conducteur et présente une absorption notable pour les ondes hertziennes, l'égalité des longueurs d'onde d'un résonateur dans l'air et dans ce milieu n'est plus certaine *a priori*. C'est le cas de l'eau de source ordinaire. L'expérience seule peut décider si des mesures de longueur d'onde effectuées en plongeant dans l'eau le résonateur et les fils de transmission des ondes, donnent la même valeur que dans l'air.

M. Turpain (2) a entrepris des expériences de ce genre. Il a admis que la période d'un résonateur de Hertz est indépendante de la nature du milieu où il est plongé. Ce fait est en contradiction avec les expériences antérieures. De plus, si la formule de lord Kelvin, $T = 2\pi\sqrt{LC}$, ou une formule analogue était applicable, même approximativement, à son résonateur, la capacité d'un condensateur devrait être indépendante du milieu dans lequel il est immergé. En présence de ces conclusions, contraires aux faits universellement reconnus, j'ai, d'après le conseil de M. H. Poincaré, repris la question.

J'ai mesuré la longueur d'onde d'un résonateur successivement dans l'air et dans l'eau. Le résonateur est constitué par un cercle de 36 centimètres de diamètre en fil de cuivre étamé de $0^{cm},3$ de diamètre. Les ondes sont produites par un excitateur de Hertz, et envoyées le long de deux fils de cuivre étamés, parallèles et distants

(1) R. Blondlot, *Comptes Rendus*, t. CXV, p. 225; 1892; et t. CXIX, p. 595; 1894.

(2) A. Turpain, *Recherches expérimentales sur les oscillations électriques*, A. Hermann, Paris; 1899.

de 38 centimètres. A $2^m,50$ de l'excitateur, ces fils pénètrent dans une cuve étanche en bois paraffiné, le résonateur y est disposé entre les deux fils. Ceux-ci se rapprochent ensuite, et, sur une longueur de 4 mètres, sont tendus à 4 centimètres l'un de l'autre, dans une auge en bois paraffiné, de 10 centimètres de largeur et de 5 centimètres de profondeur. Les deux fils y sont réunis par un pont. Lorsqu'on déplace ce pont, l'étincelle, à la coupure du résonateur, passe par une série de maxima et de minima équidistants. Le quart de la longueur d'onde du résonateur est la distance entre deux positions du pont qui correspondent à un minimum, et au maximum suivant de l'étincelle.

Le résonateur a d'abord été placé dans le plan des fils. Lorsque les différentes parties de l'appareil étaient dans l'air, les distances du pont au centre du résonateur ont été les suivantes :

Premier minimum............	71 centimètres
Premier maximum............	143 —
Second minimum.............	216 —

Après avoir rempli d'eau la cuve et l'auge, de façon à immerger complètement le résonateur et les fils au-delà du résonateur, j'ai recommencé l'expérience. L'étincelle du résonateur jaillissait sous l'eau ; si les ondes envoyées par l'excitateur sont assez intenses, cette étincelle, quoique courte, est très brillante et s'observe facilement. Il est d'ailleurs indispensable de plonger dans l'eau la coupure du résonateur. Sa période d'oscillation dépend, en effet, de sa capacité, et cette capacité, qui est justement modifiée quand on plonge le résonateur dans l'eau, est en partie due aux bords en regard de la coupure. Les mesures faites dans l'eau sont toutefois un peu moins précises que celles qui sont effectuées dans l'air. Cela tient à ce que, l'eau absorbant en partie l'onde de retour, les minima et les maxima sont plus difficiles à saisir ; cet inconvénient est d'autant plus grand que le maximum ou le minimum à déterminer correspond à une position du pont plus éloignée du résonateur. Les distances du pont au résonateur ont été :

Premier minimum............	72 centimètres
Premier maximum............	144 —
Second minimum.............	219 —

Ces nombres résultent de moyennes entre plusieurs expériences ;

pour le premier minimum, le plus grand écart entre deux expériences était de 5 centimètres; pour le premier maximum et le second minimum, de 10 centimètres. On voit que les positions du pont restent les mêmes, que l'expérience se fasse dans l'eau ou dans l'air. On doit en conclure que *la longueur d'onde du résonateur n'a pas changé.*

J'ai recommencé en plaçant le résonateur dans un plan perpendiculaire aux fils de transmission. Pour les expériences dans l'air, les distances du pont au résonateur ont été :

Premier maximum............	56 centimètres
Premier minimum............	132 —
Second maximum.............	202 —

Pour les expériences dans l'eau :

Premier maximum...........	54 centimètres
Premier minimum...........	129 —
Second maximum............	190 —

Les résultats, et surtout la comparaison des positions du premier maximum et du premier minimum, qui se déterminent avec le plus de précision, conduisent à la même conclusion : *la longueur d'onde ne change pas lorsqu'on plonge dans l'eau le résonateur et les fils de transmission.*

En répétant ces expériences avec des excitateurs de dimensions et de capacités différentes, j'ai constaté que la longueur d'onde du résonateur était indépendante de celle de l'excitateur. Cette vérification était nécessaire, car les conclusions précédentes n'ont de valeur que si la résonance multiple subsiste pour un résonateur plongé dans l'eau. Si l'eau, en effet, amortissait suffisamment les oscillations du résonateur, on n'observerait plus la longueur d'onde correspondant à sa période propre, mais une longueur d'onde qui dépendrait de l'excitateur.

J'ai enfin cherché ce que deviennent les positions du pont correspondant aux maxima et aux minima, lorsque, au lieu d'immerger à la fois le résonateur et les fils de transmission, on plonge seulement dans l'eau ces derniers. La distance entre deux positions du pont pour lesquelles l'étincelle du résonateur est maximum ou minimum, c'est-à-dire la demi-longueur d'onde du résonateur, est 145 centimètres, lorsque les fils sont dans l'air. Si on les plonge dans l'eau, elle

est réduite à $17^{cm},5$, et cette dernière longueur a la même valeur, que le résonateur soit dans le plan des fils ou dans un plan perpendiculaire. Le résonateur reste toujours dans l'air, par suite conserve la même période d'oscillation. Le chemin parcouru par les ondes pendant cette période est $\frac{145}{17,5} = 8,3$ fois plus petit dans l'eau que dans l'air : 8,3 est donc l'indice de réfraction de l'eau pour les ondes électromagnétiques. Ce nombre est voisin de ceux qu'ont trouvé divers expérimentateurs : MM. Heerwagen, Cohn et Zeeman, Cole, Nernst, Drude.

Les premières expériences montrent que, si l'on immerge également le résonateur, la longueur d'onde λ reprend la même valeur que dans l'air ; la relation $\lambda = VT$ exige alors que la période d'oscillation du résonateur devienne 8,3 fois plus grande, lorsqu'on le plonge dans l'eau.

M. Blondlot [1], après avoir montré par l'expérience que la longueur d'onde de son résonateur est la même dans l'air et dans l'huile de ricin, en déduit, pour ce milieu, une vérification de la relation de Maxwell : pour des oscillations de même fréquence, l'indice de réfraction est égal à la racine carrée du pouvoir inducteur. Le raisonnement de M. Blondlot est le suivant : La formule de lord Kelvin, $T = 2\pi\sqrt{LC}$, peut s'appliquer au résonateur de M. Blondlot ; ses expériences sur la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques l'ont prouvé. La longueur d'onde du résonateur dans l'air, où la vitesse de propagation est V, est alors $\lambda = 2\pi V\sqrt{LC}$; si on fait l'expérience dans un milieu dont l'indice de réfraction et la constante diélectrique sont respectivement n et k, la capacité est multipliée par k, la vitesse de propagation divisée par n. L'expérience montre que λ reste invariable. L'égalité $n = \sqrt{k}$ est, par suite, nécessaire.

En toute rigueur, la même conclusion ne peut être tirée de mes expériences sur l'eau, car aucune expérience ne prouve que la période du résonateur de Hertz, que j'ai employé, est déterminée par la formule de lord Kelvin. Je ne me suis pas servi du résonateur de M. Blondlot, parce qu'il était impossible d'obtenir des étincelles à la coupure ; l'eau qui sépare les armatures très voisines du condensateur est assez conductrice pour fermer le résonateur et empêcher toute étincelle.

(1) BLONDLOT, *loc. cit.*

M. Johnson (1) a exposé dans le *Journal de Physique* une théorie nouvelle de l'excitateur de Hertz. De cette théorie, il déduit une formule plus générale que celle de lord Kelvin et applicable à tout excitateur et à tout résonateur. En faisant un raisonnement inverse de celui de M. Blondlot, M. Johnson admet *a priori* la relation de Maxwell et pense prévoir bien aisément les résultats de mes expériences. Je dois faire remarquer que cette conclusion est trop absolue. Il n'est pas certain que la relation de Maxwell puisse s'étendre à un milieu conducteur, comme l'eau de source. M. Drude (2) et M. Barbillion (3) ont, en effet, montré qu'il existe des milieux pour lesquels le pouvoir inducteur mesuré à l'aide d'un condensateur n'est pas égal à l'indice de réfraction, même si les deux expériences sont faites avec des oscillations de même fréquence. Si on est en droit d'appliquer au résonateur que j'ai employé la formule de M. Johnson, les expériences que j'ai décrites constitueront une vérification expérimentale de la relation de Maxwell dans le cas de l'eau.

QUELQUES REMARQUES SUR LES OSCILLATIONS DANS L'EXCITATEUR DE HERTZ;

Par M. K.-R. JOHNSON.

Dans un article précédent (4) portant le même titre, j'ai cherché à prouver que les considérations, selon lesquelles l'espace explosif est doué d'une conductivité métallique, sont en défaut; mais j'y ai moi-même commis une erreur grave, qui doit être corrigée ici.

En effet, les équations (1), (2) et (3), et, de même, l'équation approchée :

$$\lambda = \frac{v_0 T}{\sqrt{n}}, \tag{8}$$

dans l'article susdit, déterminent les propriétés caractéristiques que possède tout mouvement oscillant de l'électricité dans un conducteur quelconque. Mais il n'en est pas ainsi des équations (4) ; celles-ci expriment que les capacités aux extrémités sont chargées par les

(1) K.-R. Johnson, *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 365 ; juin 1901.
(2) Drude, *Physik der Aethers*.
(3) Barbillion, *Sur la dispersion électrique* (Thèse, Carré et Naud, Paris ; 1899).
(4) Voir ce volume, p. 365.

courants qui passent par les sections extrêmes du fil conducteur, conditions qui sont remplies dans un résonateur, mais non dans l'excitateur, à cause de l'influence du courant de la bobine induite, et de la décharge dans l'espace explosif. Pour le résonateur, les formules (4) sont valables sans aucune restriction ; mais, pour le demi-excitateur, l'une des formules reste la même ; mais l'autre doit être remplacée par la suivante :

$$i - j = \gamma_1 \frac{\partial V}{\partial t}, \tag{4a}$$

où j désigne le courant résultant de la composition du courant de la bobine induite et du courant intermittent correspondant aux étincelles successives dans l'espace explosif. Ainsi, $i - j$ désigne un courant qui est formé de trois composants, le courant de l'excitateur, celui de la bobine et celui des étincelles. Si l'on représente par la

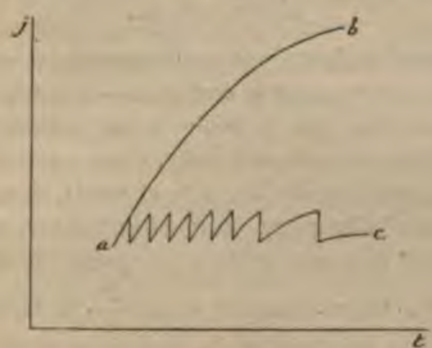


Fig. 1.

courbe ab (*fig.* 1) une partie du courant de la bobine induite, le courant composé j doit être représenté par la courbe dentée ac, où les lignes normales à l'axe du temps t désignent les courants des étincelles. A cause de la courbure de ab, les dents de la courbe ac sont un peu plus éloignées l'une de l'autre, vers la fin de la décharge, ce qui concorde avec l'expérience.

Comme il est bien difficile de poursuivre l'étude de ce phénomène au moyen d'une analyse mathématique, il faut faire usage d'une comparaison, qui a été employée auparavant par M. Turpain, pour les oscillations du résonateur. Cet auteur a montré que les oscillations dans un résonateur peuvent être comparées aux vibrations dans un

tuyau sonore, fermé à ses deux bouts et excité par son milieu. Si l'on poursuit ce parallèle en l'appliquant au demi-excitateur, on trouvera que la boule limitant la distance explosive correspond à l'embouchure du tuyau sonore, l'anche du tuyau étant remplacée ici par le courant composé, désigné ci-dessus par j. Dans l'embouchure, on fait entrer l'air par intermittences, au moyen des anches. De même, on fait entrer l'électricité dans la boule au moyen du courant induit, et les étincelles donnent naissance aux intermittences.

On se placera dans le cas simple, où l'excitateur est composé de deux tiges égales, réunies aux boules limitant la distance explosive. Donc, la capacité V_2, dans la seconde équation (4), est égale à zéro, et la dernière formule (5) se réduit à la forme :

$$bl_2 = (2m + 1)\frac{\pi}{2}. \qquad (5\,a)$$

où

$$m = 0,\ 1,\ 2,\ 3\ldots$$

Quant à la première formule (4), elle est remplacée par l'équation (4 a), et, si l'on y suppose que le courant $i - j$ soit égal à zéro, on a $V = C^{te}$, c'est-à-dire que la boule a un potentiel indépendant des oscillations dans le demi-excitateur. Cette condition ne peut être réalisée, à moins que l'on ait $(V)_{l_1} = o$, et ainsi $l_1 = o$, et, par conséquent, l_2 est toute la longueur du demi-excitateur, puisque l_1 et l_2 sont les distances des extrémités à un point où le potentiel est constant ou zéro. En remplaçant b par $\frac{2\pi}{\lambda}$, la formule (5 a) peut s'écrire :

$$\lambda = \frac{4l_2}{(2m + 1)\pi}. \qquad (5\,b)$$

On a supposé que $i - j$ était égal à zéro; mais, comme j est représenté par la courbe dentée dans la figure, et i par la courbe sinusoïdale obtenue par la solution (2), cette condition ne peut pas être remplie, à moins que la courbe $i = j$ ne soit donnée sous forme de la solution générale :

$$i = \sum_{0}^{\infty} m \frac{A_m c}{b_m} \cdot e^{-t\alpha}\left[-\alpha \sin(\beta_m t + \varphi_m) + \beta_m \cos(\beta_m t + \varphi_m)\right],$$

laquelle est obtenue en ajoutant toutes les solutions partielles com-

prises dans les équations (2) et en y posant $X = o$; la valeur $\beta_m = \frac{2\pi}{F_m}$ est déterminée par les équations (8) et (5 *b*). Dans le cas considéré, on a une série de Fourier, parce que les longueurs d'onde sont des harmoniques simples, ce qui a été confirmé par les expériences de M. Kiebitz [1].

En résumé, *les oscillations ont lieu dans chaque demi-excitateur de même que les vibrations dans un tuyau sonore fermé, la boule qui limite la distance explosive correspondant à l'embouchure et les étincelles aux intermittences provenant du mouvement de l'anche du tuyau.*

Les valeurs que j'ai citées dans l'article précédent (p. 373) ont été mal interprétées, parce qu'elles représentent des demi-ondes, de même que les valeurs calculées d'après la correction faite ici.

Il est évident que la théorie énoncée ci-dessus appartient à MM. Hagenbach et Zehnder, son explication à M. Turpain, et il ne reste que l'erreur commise auparavant par moi. Cependant, il s'ensuit que *l'on n'a pas besoin d'admettre une conductibilité métallique de l'espace explosif dans l'excitateur de Hertz.*

W. LEMME. — Ueber die Wirkung von Ionen auf den Dampfstrahl und die Grösse der von ihnen mitgefürhrten Ladungen (Action des ions sur un jet de vapeur et grandeur des charges qu'ils transportent). — *Dissertation inaugurale de l'Université de Greisswald*, 1901.

W. LEMME. — Versuche zur Bestimmung der Grösse der Tropfen, welche durch die Einwirkung der Electrisierung im Dampfstrahl erzeugt werden (Recherches sur l'évaluation de la grandeur des gouttes produites par l'action de l'électricité sur un jet de vapeur). — *Mitt. des Naturwiss. Vereins fur Neuvorpommern und Rügen*, 1901.

On sait que la tension de vapeur à la surface d'une goutte croît quand le rayon de la goutte décroît et tend vers zéro, d'où il résulte que, dans une atmosphère absolument dénuée de poussières, et dans laquelle ne préexistent pas de petites gouttelettes d'eau, la condensation de la vapeur doit être très retardée. On sait aussi que, quand un jet de vapeur est soumis à diverses influences, par exemple à l'action d'une pointe électrisée, à celle de gaz exerçant entre eux une action

(1) F. Kiebitz, *Ann. d. Phys.*, V, p. 872; 1901.

chimique, de rayons de Röntgen, etc., ces actions diverses peuvent produire la condensation du jet. L'excès d'énergie nécessaire pour provoquer la condensation, à son début, peut, en somme, être emprunté à des modes d'énergie différents de l'énergie potentielle ordinaire de la vapeur.

Dans les deux mémoires que nous résumons, l'auteur s'attache plus spécialement à l'action d'une pointe électrisée voisine du jet. La méthode qu'il emploie consiste essentiellement à provoquer, dans un espace clos dépouillé de poussières, la condensation d'un jet de vapeur d'eau, pendant un certain temps; à aspirer ensuite le nuage de condensation à travers de l'acide sulfurique, dont l'augmentation de poids m indique la quantité d'eau emportée, tandis qu'un électromètre à quadrants, dont un pôle est au sol, l'autre pôle étant relié à un fil conducteur plongé dans l'acide sulfurique, indique la quantité e d'électricité que le nuage entraîne par convection (1). Le rapport $\frac{m}{e}$ varie irrégulièrement, d'une expérience à une autre, de $0{,}63.010^{-3}$ à $0{,}100.10^{-3}$.

Pour interpréter ces résultats, l'auteur suppose, avec M. J.-J. Thomson (2), que, dans l'air ionisé par l'action de la pointe électrisée, chaque ion devient un noyau de condensation. S'il en est ainsi, le nombre de gouttes formées est égal à celui des ions mis en jeu, et, si l'on suppose connue la charge fixe transportée par un ion, les expériences permettront de calculer le rayon moyen des gouttes. Celui-ci est accessible à l'expérimentation directe; on pourra donc soumettre la théorie à un contrôle.

Pour déterminer le rayon moyen des gouttes constituant un brouillard, on peut observer la vitesse de chute de ce brouillard, d'où, à l'aide d'une formule de M. J.-J. Thomson, on déduit le rayon cherché en fonction du coefficient de frottement interne de l'air. On peut aussi mesurer le diamètre du premier anneau de diffraction produit en regardant un point lumineux à travers le brouillard (3). C'est ce que fait l'auteur dans son second mémoire.

Le seul fait que les rapports $\frac{m}{e}$ diffèrent beaucoup d'une expé-

(1) On tient compte de la quantité de vapeur nécessaire pour saturer exactement l'air recueilli.

(2) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXVI, p. 313; 1893.

(3) Les deux méthodes ont été indiquées par J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLVI, p. 528; 1898.

rience à une autre, dans des conditions en apparence analogues, tend à prouver que le rayon moyen des gouttes d'eau produites est irrégulièrement variable. Au reste, les deux méthodes directes de mesure du rayon des gouttes donnent des résultats à peu près de même ordre (3 à 4.10^{-4}), mais d'un ordre une dizaine de fois supérieur à l'ordre théorique (2 à 4.10^{-5}). Des expériences antérieures de M. Townsend(1) avaient donné des résultats plus réguliers.

A priori, rien ne prouve que les grains les plus minimes de poussière aient pu être complètement écartés; l'auteur admet qu'il y a, outre les ions, des noyaux de condensation étrangers. Au reste, le nombre admis pour la charge d'un ion (469.10^{-12}, d'après l'évaluation de Planck) est encore incertain, puisqu'il exige la connaissance du nombre d'atomes dans l'unité de masse d'un électrolyte, et l'on ne doit pas être trop surpris du défaut d'accord constaté par l'auteur.

Dans la dernière partie de son premier mémoire, M. Lemme s'attache à prouver l'efficacité des matières radio-actives pour provoquer la condensation d'un jet de vapeur. Bien qu'il ne semble avoir eu entre les mains que des produits d'une activité assez médiocre, l'auteur a réussi à mettre en évidence l'action qu'il se proposait d'étudier. E. B.

E. SALVIONI. — Misura di masse comprese fra gr. 10^{-1} e gr. 10^{-6} (Mesure de masses comprises entre 10^{-1} gr. et 10^{-6} gr.). — *Atti della R. Acc. Peloritana*, t. XVII; 1901.

La microbalance imaginée par l'auteur consiste en un fil de verre, ou en un mince ruban d'acier fixé invariablement par une de ses extrémités et chargé par l'autre de la masse à mesurer. On observe, à l'aide d'un microscope, la flexion produite.

Après s'être assuré que les flexions, dans les limites de l'expérience, sont bien proportionnelles aux masses dont le fil est chargé, M. Salvioni étudie les diverses circonstances qui modifient la sensibilité de l'appareil et, en particulier, l'influence perturbatrice de l'élasticité résiduelle. Si on ne tenait aucun compte de celle-ci, les erreurs pourraient parfois atteindre 4 0/0. Mais, en se conformant aux précautions qu'il indique, l'auteur estime que l'on peut atteindre une précision de un dix-millième dans l'évaluation de masses comprises entre 200 milligrammes et 1 milligramme. E. B.

(1) TOWNSEND, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLV, p. 125; 1898.

E. SALVIONI. — Sulla volatilizzatione del muschio (Sur la volatilisation du musc). — *Atti della R. Acc. Peloritana*, t. XVII ; 1901.

On a coutume d'enseigner que la perte de poids du musc, par évaporation, est complètement insensible. A l'aide de la microbalance très sensible, décrite ci-dessus, M. Salvioni est parvenu à mettre en évidence cette perte de poids, proportionnelle au temps, sans rencontrer d'autre difficulté que celle qui provient du pouvoir hygrométrique assez notable du musc. Conservé dans l'air sec, puis transporté dans l'air humide, le musc peut absorber en une heure une quantité d'eau suffisante pour masquer la perte de poids due à l'évaporation en deux cents heures.

E. B.

E. SALVIONI. — Un esperienza per dimostrare il decrescere della pressione atmosferica con l'altezza (Expérience pour démontrer le décroissement de la pression atmosphérique avec l'altitude). — *Atti della R. Acc. Peloritana*, t. XVII ; 1901.

C'est une sorte de gros thermomètre à air, à tige calibrée, munie d'un index de pétrole et de réservoir métallique à 2 ou 3 litres de capacité ; il est disposé horizontalement dans un bain d'eau. Quand on soulève tout l'appareil de 1 mètre, le gaz intérieur se dilate, en vertu de la diminution de la pression extérieure, d'une quantité que l'on mesure par le déplacement de l'index.

D'après l'auteur, cet appareil de démonstration se prête à des mesures quantitatives.

E. B.

E. SALVIONI. — Un nuovo igrometro (Nouvel hygromètre). — *Atti della R. Acc. Peloritana*, t. XVII ; 1901.

La méthode consiste à mesurer l'accroissement de pression que subit un volume déterminé d'air, puisé dans l'espace où l'on veut connaître l'état hygrométrique, quand on achève de saturer cet air par l'injection d'une quantité d'eau suffisante. L'appareil est un récipient cylindrique en bronze, muni d'un couvercle que l'on enlève d'abord pour laisser l'air intérieur se mettre en équilibre avec l'air extérieur,

au double point de vue de la pression et de l'état hygrométrique. Un petit injecteur, adapté au couvercle, permet d'introduire l'eau par gouttelettes très fines. Un tube latéral, dans lequel est engagé un index de pétrole, sert à mesurer l'augmentation de volume, à pression constante, résultant de l'injection d'eau. On en déduit très simplement l'augmentation de pression $F - f$ due à la saturation. Connaissant la pression maximum F de la vapeur à la température de l'expérience, on en déduit la pression initiale f de la vapeur et le degré hygrométrique.

Un inconvénient de cet *hygromètre à saturation*, c'est que les mesures sont un peu longues à réaliser ; mais il résulte d'une série de mesures comparatives exécutées avec le nouvel hygromètre et l'hygromètre à condensation de Regnault, que les deux appareils fournissent des résultats bien concordants.

E. B.

G.-L. LIVEING et J. DEWAR. — On the Separation of the Least Volatile Gases of Atmospheric Air, and their Spectra (Sur la séparation des gaz les moins volatils de l'air atmosphérique et leurs spectres). — *Proc. of the R. Soc.*, t. LXVIII, p. 389-398; 1901.

Le procédé mis en œuvre consiste essentiellement à solidifier d'abord la partie la moins volatile de l'air, puis à faire évaporer avec une extrême lenteur. Un tube à électrodes permet d'observer le spectre du gaz qui distille. On voit ainsi se succéder les spectres des divers gaz, dans l'ordre inverse de leurs volatilités. Bien entendu, les spectres de l'oxygène, de l'azote, de l'hydrogène et des composés carbonés ne disparaissent jamais complètement; mais, quand la plus grande partie de l'oxygène et de l'azote ont distillé, l'on voit apparaître les raies de l'argon, qui, après avoir acquis un maximum d'intensité, ne tardent pas à s'affaiblir pour faire place à celles du krypton et, enfin, à celles du xénon, le moins volatil des gaz extraits jusqu'ici de l'atmosphère. Les auteurs insistent sur la netteté avec laquelle les divers spectres se succèdent. Si l'on a interposé plusieurs tubes à étincelles sur le trajet du gaz qui distille, on peut les fermer successivement à la lampe, à mesure que les spectres caractéristiques arrivent à leur maximum de netteté.

L'examen a été fait sur des spectres prismatiques, qui étant bien plus intenses, comprennent d'ordinaire un bien plus grand

nombre de raies que les spectres obtenus à l'aide de réseaux. Ces spectres sont comparés avec ceux qui ont été obtenus antérieurement par M. Runge pour le crypton et par M. Erdmann pour le xénon.

Suivant qu'une bouteille de Leyde est ou non intercalée dans le circuit, le spectre du xénon se modifie sensiblement. Ce spectre est caractérisé par un groupe de quatre belles raies orange d'intensité presque égale, un groupe de raies vertes brillantes, dont deux sont particulièrement remarquables, et plusieurs belles raies bleues.

Quelques raies observées sur un seul tube appartiennent peut-être à un gaz non encore isolé.

E. B.

ERRATA.

Dans la note, *sur les résistances électriques des métaux purs*, de M. Edm. van Aubel, il faut faire les corrections suivantes :

Page 389, lignes 4 et 21, et page 390, ligne 20, au lieu de : Mathiessen, il faut : Matthiessen.

Page 389, ligne 18, au lieu de : 6,86, lisez : 6,85.

Ligne 25, remplacez : tube de métal, par : tube du métal.

Dans le renvoi (1), à la place de : vol. XIV, il faut : vol. XXXXV.

Page 390, ligne 3, au lieu de : pouvaient, lisez : pouvait.

Dans le tableau, remplacez la résistivité : 6,395, par 6,935.

Page 391, à la fin du travail, les températures 258 ; 248,4 ; 223 et 223° doivent être précédées du signe —.

TABLE DES MATIÈRES.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LE TOME X

DE LA 3e SÉRIE [1].

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le Volume : le second désigne la page.

[1] La Table des Tomes I, II et III est à la fin du Tome III ; la Table des Tomes IV, V et VI est à la fin du Tome VI ; la Table des Tomes VII, VIII et IX est à la fin du Tome IX.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DU TOME X DE LA 3e SÉRIE[1].

Généralités. Métrologie. Mécanique et Pesanteur[2].

Physique moléculaire.

---

[1] La Table des Tomes VII, VIII et IX est à la fin du Tome IX.

[2] On a adopté dans la table de ce volume la division en chapitres et paragraphes adoptée pour la table analytique générale de 30 volumes; en particulier, on a fait un chapitre général de l'*Électro-optique et ionisation*, comprenant le phénomène de Hall, les phénomènes magnéto optiques, les oscillations hertziennes, l'étude des décharges dans l'air ordinaire et dans les gaz raréfiés, les rayons cathodiques, les rayons de Röntgen, de Becquerel et de Curie et les diverses actions qui ont pour effet de dissocier les gaz en *ions*.

Chaleur et thermodynamique. Physicochimie.

Acoustique.

Optique. Radiations.

Électricité.

Électro-optique et ionisation.

Météorologie et physique cosmique.

Histoire de la Physique.